

# Ferromagnet-Halbleiter- Nanodrahtstrukturen

Epitaxie und magnetische Eigenschaften



Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doctor rerum naturalium  
(Dr. rer. nat.)  
im Fach Physik  
eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Humboldt-Universität zu Berlin

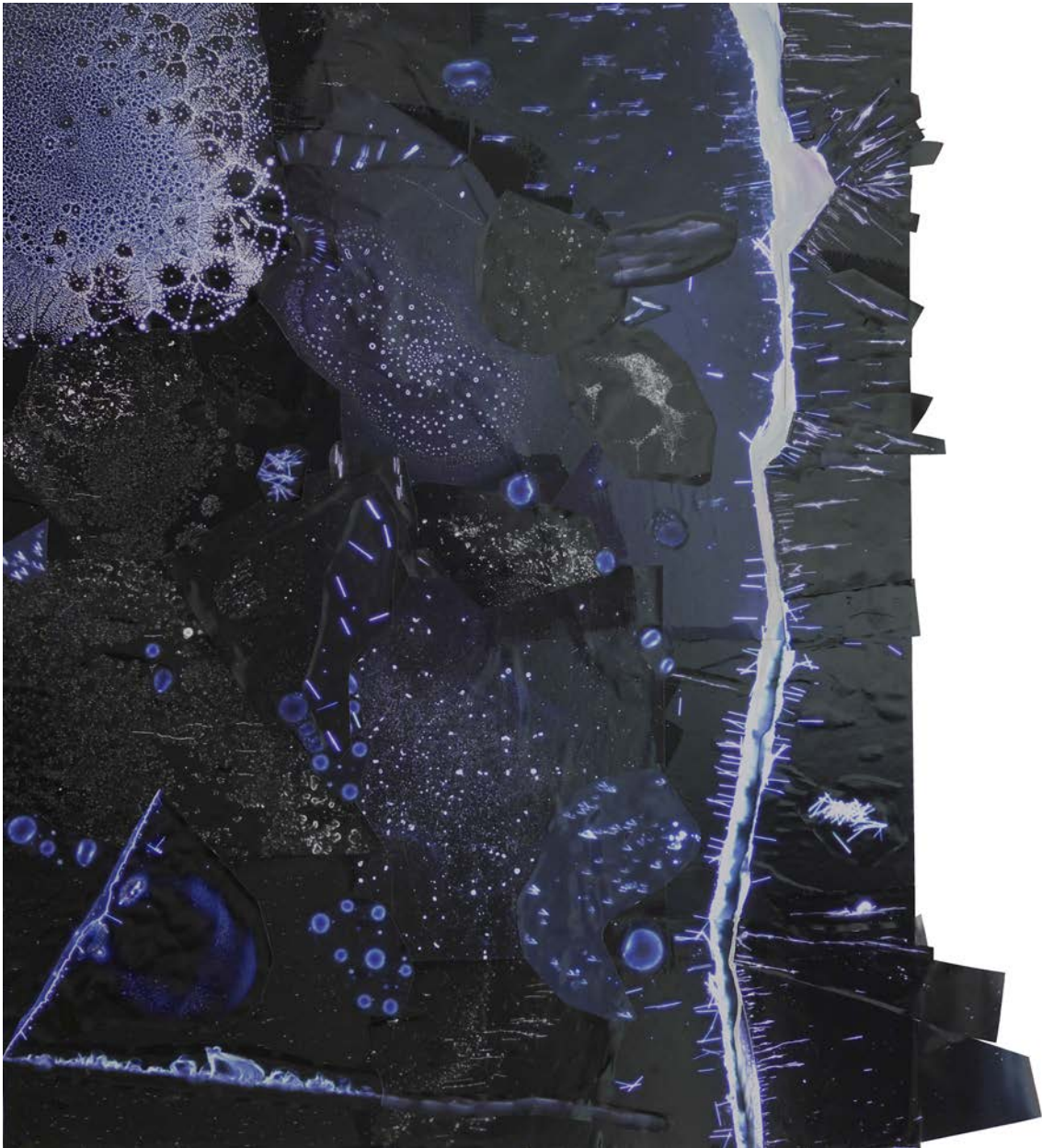
von  
**Dipl.-Phys. Maria Hilse**

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin  
Prof. Dr. Jan Hendrik Olbertz  
Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
Prof. Dr. Elmar Kulke

---

Disputation: 21. August 2015  
Gutachter: Prof. Dr. Henning Riechert  
Prof. Dr. Saskia F. Fischer  
Prof. Dr. Hans Lüth





*„Nanokosmos“*  
Maria Hilse

*„Wissen ist Nacht!“*  
Prof. Dr. Abdull Nachtigaller  
Walter Moers

# Kurzdarstellung

Das Thema dieser Arbeit ist die Synthese von Ferromagnet-Halbleiter-Nanodraht-Strukturen in einer Kern-Hülle-Geometrie. Diese wird mittels Molekularstrahlepitaxie unter der Verwendung von GaAs und Fe<sub>3</sub>Si ausgeführt. Im Zentrum der Arbeit steht die Frage, ob sich mit derartigen Strukturen Magnetisierungen senkrecht zum Substrat realisieren lassen. Eine solche Konfiguration der Magnetisierung innerhalb bestimmter Strukturen ist wünschenswert, denn sie bildet die Grundlage einiger zukunftsweisen-der spintronischer Bauteilkonzepte. Aufgrund der Formanisotropie dünner Schichten ist diese Konfiguration der Magnetisierung in planaren Strukturen nur mit erheblichem Aufwand zu bewerkstelligen. Bildet sich hingegen in den Nanodraht-Hüllen eine Stabmagnetisierung aus, so führt dies direkt zur gewünschten senkrechten Magnetisierung.

Im ersten Teil dieser Arbeit wird der Epitaxie-Prozess vorgestellt. Abhängig von den Wachstumsparametern können Hüllen mit glatten Seitenflächen, einer hohen Kristallordnung, ebenen Grenzflächen zum GaAs-Kern und epitaktischer Ausrichtung realisiert werden.

Der zweite Teil behandelt die magnetischen Eigenschaften der Nanodrähte. Ensemble-Charakterisierungen sind hierbei in diesem Fall nicht geeignet. Einzeldraht-Messungen hingegen zeigen, dass sich in den Nanodraht-Hüllen wie erhofft eine Stabmagnetisierung ausbildet.

Der dritte und letzte Teil dieser Dissertation umfasst die Einführung mehrerer zukunftsweisender Bauteilkonzepte, basierend auf den speziellen magnetischen Eigenschaften der hier vorgestellten Nanodrähte. Dazu gehören dreidimensionale Speicherarchitekturen mit bislang unerreichten Speicherkapazitäten und zirkular polarisiertes Licht emittierende Leuchtdioden für einen enorm schnellen Spininformations-Transfer zur Intrachip-Kommunikation.

**Stichwörter:** GaAs, Molekularstrahlepitaxie, Nanodraht, Stabmagnetisierung, magnetische Nano-Hohlzylinder, Kern-Hüllen-Struktur, Fe<sub>3</sub>Si, Formanisotropie, mikromagnetische Simulation

# Abstract

The subject of the present work is the synthesis of ferromagnet-semiconductor core-shell nanowires. To realize such structures molecular beam epitaxy has been employed. For the investigation the well-suited materials systems GaAs and Fe<sub>3</sub>Si are used. Within the framework of this thesis the open question whether a magnetization in the nanowires that is perpendicular to the nanowire's substrate can be realized is of special interest. Such a configuration of the magnetization is desirable, because some spintronic device concepts rely on magnetizations perpendicular to the substrate. In general, with the exception of very limited and highly specific materials, the shape anisotropy of thin magnetic layers causes the magnetic moments to orient along an in-plane direction and therefore, perpendicular configurations of the magnetization do not occur at equilibrium conditions. In contrast, magnetic nanowires with moments pointing along the wire axis directly provide the desired out-of plane magnetization.

In the first part, the epitaxial procedure to realize the core-shell nanowires is described. Nanowires with smooth side walls, smooth interface to the GaAs core, a fairly high structural ordering and an epitaxial orientation relationship are produced.

In the second part, the magnetic properties of the core-shell nanowires are analyzed. It is shown that characterizations of an ensemble of wires cannot resolve magnetic properties of the shells. Investigations on single nanowires however revealed that the magnetization in the shells is indeed as desired oriented along the wires.

Several innovative device concepts based on the specific magnetic properties of these core-shell nanowires are finally introduced in the third part of this work. Within these concepts three-dimensional magnetic recording devices with unsurpassed data storage capacities and circular polarized light emitting diodes for tremendously fast spin information transfer for intrachip communication can be realized.

**Keywords:** GaAs, molecular beam epitaxy, nanowires, bar magnetization, magnetic nanotubes, core-shell, Fe<sub>3</sub>Si, shape anisotropy, micromagnetic simulation

# Veröffentlichungen

## Publikationen über Teile dieser Arbeit

B. Jenichen, M. Hilse, J. Herfort und A. Trampert, *Facetted growth of Fe<sub>3</sub>Si shells around GaAs nanowires on Si(111)*, J. Cryst. Growth **427**, 21 (2015).

B. Jenichen, M. Hilse, J. Herfort und A. Trampert, *Real structure of lattice matched GaAs-Fe<sub>3</sub>Si core-shell nanowires*, J. Cryst. Growth **410**, 1 (2015).

M. Hilse, J. Herfort, B. Jenichen, A. Trampert, M. Hanke, P. Schaaf, L. Geelhaar und H. Riechert, *GaAs-Fe<sub>3</sub>Si Core-Shell Nanowires: Nanobar Magnets*, Nano Lett. **13**, 6203 (2013).

## Weitere Publikationen

Y. Takagaki, J. Herfort, M. Hilse, L. Geelhaar und H. Riechert, *Swingback in magnetization reversal in MnAs-GaAs coaxial nanowire heterostructures*, J. Phys.: Condens. Matter **23**, 126002 (2011).

M. Hilse, Y. Takagaki, M. Ramsteiner, J. Herfort, S. Breuer, L. Geelhaar und H. Riechert, *Strain in GaAs-MnAs core-shell nanowires grown by molecular beam epitaxy*, J. Cryst. Growth **323**, 307 (2011).

S. Breuer, M. Hilse, L. Geelhaar und H. Riechert, *Nucleation and growth of Au-assisted GaAs nanowires on GaAs(111)B and Si(111) in comparison*, J. Cryst. Growth **323**, 311 (2011).

E. Dimakis, J. Lähnemann, U. Jahn, S. Breuer, M. Hilse, L. Geelhaar und H. Riechert *Self-assisted nucleation and vapor solid growth of InAs nanowires on bare Si(111)*, Cryst. Growth Des. **11**, 4001 (2011).

M. Hilse, M. Ramsteiner, S. Breuer, L. Geelhaar und H. Riechert, *Incorporation of the dopants Si and Be into GaAs nanowires*, Appl. Phys. Lett. **96**, 193104 (2010).

S. Breuer, M. Hilse, A. Trampert, L. Geelhaar und H. Riechert, *Vapor-liquid-solid nucleation of GaAs on Si(111): Growth evolution from traces to nanowires*, Phys. Rev. B **82**, 075406 (2010).

M. Hilse, Y. Takagaki, J. Herfort, M. Ramsteiner, C. Herrmann, S. Breuer, L. Geelhaar und H. Riechert, *Ferromagnet-semiconductor nanowire coaxial heterostructures grown by molecular beam epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **95**, 133126 (2009).

## Vorträge und Konferenzbeiträge

B. Jenichen (**Vortragender**), M. Hilse, J. Herfort und A. Trampert, *GaAs/Fe<sub>3</sub>Si core/shell nanowires on Si(111)* (Poster), 28<sup>th</sup> International Conference on Defects in Semiconductors (ICDS 2015), Espoo, Finnland, Juli 2015.

B. Jenichen (**Vortragender**), M. Hilse, J. Herfort und A. Trampert, *Facetted growth of Fe<sub>3</sub>Si shells around GaAs nanowires on Si(111)* (Poster), 19<sup>th</sup> Microscopy of Semi-Conducting Materials (MSM XIX), Oxford, Großbritannien, April 2015.

B. Jenichen (**Vortragender**), M. Hilse, J. Herfort und A. Trampert *Real structure of lattice matched GaAs/Fe<sub>3</sub>Si core-shell nanowire* (Poster), 18<sup>th</sup> International Conference on Molecular Beam Epitaxy, MBE 2014, Flagstaff, Arizona, Vereinigte Staaten von Amerika, September 2014.

M. Hilse, J. Herfort, B. Jenichen, A. Trampert, M. Hanke, P. Schaaf, L. Geelhaar und H. Riechert *GaAs-Fe<sub>3</sub>Si core-shell nanowires with an out-of-plane magnetization* (Vortrag), IEEE International Magnetism Conference, INTERMAG, Europe, Dresden, Deutschland, Mai 2014.

M. Hilse, J. Herfort (**Vortragender**), B. Jenichen, A. Trampert, M. Hanke, P. Schaaf, L. Geelhaar und H. Riechert *GaAs-Fe<sub>3</sub>Si core-shell nanowires with an out-of-plane magnetization* (Poster), 7<sup>th</sup> International School and Conference on Spintronics and Quantum Information Technology (SpinTech), Chicago, Vereinigte Staaten von Amerika, Juli 2013.

B. Jenichen (**Vortragender**), M. Hilse, J. Herfort und A. Trampert, *Real structure of lattice matched GaAs/Fe<sub>3</sub>Si core-shell nanowires* (Poster), 18<sup>th</sup> Microscopy of Semi-Conducting Materials (MSM XVIII), Oxford, Großbritannien, April 2013.

M. Hilse, J. Herfort, B. Jenichen, L. Geelhaar und H. Riechert, *Growth of GaAs-Fe<sub>3</sub>Si core-shell nanowires with an out-of-plane magnetization* (Vortrag), 17<sup>th</sup> European Molecular Beam Epitaxy Workshop (EuroMBE), Levi, Finnland, März 2013.

M. Hilse, J. Herfort, L. Geelhaar und H. Riechert *Growth of GaAs-Fe<sub>3</sub>Si core-shell nanowires with an out-of-plane magnetization by molecular beam epitaxy* (Poster), 5<sup>th</sup> Workshop on Nanowires (Nanowires), Berlin, Deutschland, September 2012.

M. Hilse, M. Ramsteiner, S. Breuer, L. Geelhaar und H. Riechert *Incorporation of Si and Be into self-assisted GaAs nanowires* (Poster), Heraeus Workshop on III-V nanowires, Bad-Honnef, Deutschland, Februar 2011.

M. Hilse, Y. Takagaki, M. Ramsteiner, J. Herfort, S. Breuer, L. Geelhaar und H. Riechert, *Strain in GaAs-MnAs core-shell nanowires grown by molecular beam epitaxy* (Vortrag), 16<sup>th</sup> International Conference on Molecular Beam Epitaxy, Berlin, Deutschland, August 2010.

M. Hilse, Y. Takagaki, J. Herfort, M. Ramsteiner, C. Herrmann, S. Breuer, L. Geelhaar (**Vortragender**) und H. Riechert, *Semiconductor-ferromagnet core-shell nanowires grown by molecular beam epitaxy* (Vortrag), Materials Research Society Spring Meeting (MRS), San Francisco, Vereinigte Staaten von Amerika, April 2010.

M. Hilse, Y. Takagaki, J. Herfort, M. Ramsteiner, S. Breuer, L. Geelhaar und H. Riechert, *Semiconductor-Ferromagnet Core-Shell Nanowires grown by Molecular Beam Epitaxy* (Poster), Physics School on Nano-Spintronics der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Bad-Honnef, Deutschland, September 2010.

M. Hilse, Y. Takagaki, J. Herfort, M. Ramsteiner, C. Herrmann, S. Breuer, L. Geelhaar und H. Riechert, *Semiconductor-ferromagnet core-shell nanowires grown by molecular beam epitaxy* (Vortrag), Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG), Regensburg, Deutschland, März 2010.

M. Hilse, M. Ramsteiner, S. Breuer, L. Geelhaar und H. Riechert, *Si and Be incorporation into GaAs nanowires* (Vortrag), Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG), Regensburg, Deutschland, März 2010

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Vorbetrachtungen</b>	<b>3</b>
2.1. Spintronik . . . . .	3
2.1.1. Einfluss der Formanisotropie . . . . .	5
2.1.2. Konzept der mit einem Ferromagnet ummantelten Nanosäulen . .	7
2.2. Materialsysteme . . . . .	11
2.2.1. GaAs . . . . .	11
2.2.2. Fe <sub>3</sub> Si . . . . .	14
2.3. Methoden der magnetischen Charakterisierung . . . . .	16
2.3.1. Magnetometrie . . . . .	16
2.3.2. Mössbauer-Spektroskopie . . . . .	17
2.3.3. Ablöseverfahren für die magnetische Einzeldrahtcharakterisierung	20
2.3.4. Magnet-Kraft-Mikroskopie . . . . .	25
2.3.5. Magnetotransport-Messungen . . . . .	28
<b>3. Epitaxie der Nanodrähte</b>	<b>29</b>
3.1. Molekularstrahlepitaxie . . . . .	30
3.2. Kristall-Wachstumsmodi . . . . .	31
3.3. Wachstum der GaAs-Kernstruktur . . . . .	32
3.4. Wachstum der Fe <sub>3</sub> Si-Mantelstruktur . . . . .	34
<b>4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen</b>	<b>37</b>
4.1. Nanodraht-Grundgerüste . . . . .	37
4.1.1. Morphologie . . . . .	38
4.1.2. Kristallstruktur . . . . .	40
4.2. Planare Fe <sub>3</sub> Si-Schichten auf Si-Oxid/Si(111)-Substraten . . . . .	47
4.2.1. Morphologie . . . . .	47
4.2.2. Kristallstruktur . . . . .	48
4.3. Mit Fe <sub>3</sub> Si ummantelte GaAs-Nanosäulen . . . . .	52
4.3.1. Morphologie . . . . .	52
4.3.2. Kristallstruktur . . . . .	60
<b>5. Magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen</b>	<b>79</b>
5.1. Nanodraht-Ensembles . . . . .	79
5.1.1. Magnetische Anisotropie . . . . .	80
5.1.2. Magnetisches Sättigungsmoment . . . . .	85
5.1.3. Magnetische Konfiguration . . . . .	88
5.2. Einzeldrähte . . . . .	92
5.2.1. Magnetische Konfiguration . . . . .	92
5.2.2. Magnetotransport-Eigenschaften . . . . .	104



<b>6. Bauelementkonzepte mit magnetischen Nanodrähten</b>	<b>107</b>
6.1. Nanosäulen für SpinLEDs . . . . .	107
6.1.1. Planare SpinLED . . . . .	107
6.1.2. Planare SpinLED mit Nanosäulen . . . . .	112
6.1.3. Nanosäulen-SpinLED . . . . .	115
6.2. Nanosäulen für die Datenspeicherung . . . . .	118
6.2.1. Konzept des Laufbandspeichers . . . . .	118
6.2.2. Nanosäulen-Laufbandspeicher . . . . .	121
<b>7. Zusammenfassung</b>	<b>125</b>
<b>A. Übersicht der Proben und Wachstumsbedingungen</b>	<b>129</b>
A.1. Kalibrierung der $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Stöchiometrie . . . . .	129
A.2. Temperaturserien . . . . .	130
A.2.1. 200-nm-lange Nanosäulen . . . . .	130
A.2.2. 1- $\mu\text{m}$ -lange Nanosäulen . . . . .	131
A.2.3. 10- $\mu\text{m}$ -lange Nanosäulen . . . . .	131
A.2.4. Planare Vergleichsschichten . . . . .	132
A.3. Serie der Schichtdicke . . . . .	132
<b>B. Epitaktische <math>\text{Fe}_3\text{Si}</math>-Schichten auf GaAs(111)B</b>	<b>133</b>
B.1. Optimiertes GaAs(111)B-Puffer . . . . .	134
B.2. Morphologie . . . . .	135
B.3. Kristallstruktur . . . . .	135
B.4. Magnetische Eigenschaften . . . . .	137
<b>C. Abschätzung der Sättigungsmagnetisierungen</b>	<b>141</b>
C.1. Werte bei 100 °C Wachstumstemperatur . . . . .	142
C.2. Werte bei 200 °C Wachstumstemperatur . . . . .	143
C.3. Werte bei 300 °C Wachstumstemperatur . . . . .	143
C.4. Werte bei 350 °C Wachstumstemperatur . . . . .	143
<b>D. Skripte zur numerischen Rechnung mittels Nmag</b>	<b>145</b>
D.1. $\vec{M} = M(0,0,1)$ . . . . .	145
D.2. $\vec{M} = M(0,1,0)$ . . . . .	146
D.3. $\vec{M} = M(1,0,0)$ . . . . .	147
D.4. $\vec{M} = M(1,1,0)$ . . . . .	149
D.5. $\vec{M} = M(0,1,1)$ . . . . .	150
D.6. $\vec{M} = M(1,0,1)$ . . . . .	151
D.7. $\vec{M} = M(1,1,1)$ . . . . .	152
D.8. $\vec{M} = M\vec{e}_\varphi = M(-\sin \varphi, \cos \varphi, 0)$ . . . . .	154
D.9. $\vec{M} = M\vec{e}_\varphi = M(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$ . . . . .	156
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>159</b>
<b>Danksagung</b>	<b>197</b>



# 1. Einleitung

In unserer heutigen Gesellschaft besitzen nur sehr wenige wissenschaftliche Forschungsbereiche einen so allgegenwärtigen und unabdingbaren Status wie die Festkörperelektronik. Längst auf quantenmechanischen Konzepten basierend, regeln Bausteine der Festkörperelektronik in Geräten wie PCs, Smartphones, Ultrabooks, Servern, u.v.m. sowie in Kommunikationstechniken wie DSL, UMTS, Bluetooth, WLAN, etc. unser modernes Leben. Analoge Verfahren sind heute fast vollständig durch digitale ersetzt. Wir nutzen Konzepte der Festkörperelektronik, oft ohne uns dessen bewusst zu sein. Zwei dieser Konzepte sind Spintronik und Nanoelektronik, welche den Kern der vorliegenden Arbeit darstellen.

In spintronischen Bauteilen wird zusätzlich zur Ladung der Elektronen auch ihre quantenmechanische Eigenschaft des Spins genutzt. Dadurch ergeben sich neue Effekte, neue Funktionalitäten und neue Einsatzmöglichkeiten. Von Nanoelektronik spricht man, weil elektronische Bauteile heute bereits Strukturgrößen von wenigen Atomabständen, d. h. Nanometern erreichen. Eine besondere Stellung nehmen innerhalb der Nanostrukturen die sogenannten Nanosäulen ein. Nanosäulen oder Nanodrähte sind quasi eindimensionale Kristalle bzw. Kristallite, deren laterale Ausdehnung im Nanometerbereich liegt. Sie ähneln in ihrer Form Säulen, Drähten, Fasern, Fäden oder Nadeln, wovon sich ihr Name ableitet. Sie bilden heute unter dem englischen Namen *nanowires* einen sehr aktiven, eigenständigen Zweig innerhalb der Grundlagenforschung zur Nanotechnologie.<sup>[1–6]</sup> Das Besondere an ihnen ist ganz allgemein ihre, da im Nanometerbereich befindliche, sehr kleine Kontaktfläche zum Substrat in Verbindung mit ihrem enorm großen Verhältnis von Oberfläche zu Volumen. Aufgrund dessen sind sie nicht in dem Maße lateralen Zwängen einer Grenzschicht unterworfen wie es auf ebenen Schichten zutrifft, deren Verhältnis von Oberfläche zu Volumen gering ist. Verspannungen können im Gegensatz dazu innerhalb freistehender Nanosäulen durch elastische Relaxation abgebaut werden.<sup>[7,8]</sup> Somit lassen sich verspannungs- und defektfreie Kristalle einfacher als durch planare Schichten realisieren.<sup>[9–14]</sup>

Während mehrere Forschungsgruppen mit verschiedenen Ansätzen bzw. Fragestellungen an dem Wachstum von Halbleiter-,<sup>[1,3,15–19]</sup> Metall-<sup>[20]</sup> und/oder Ferromagnet-Nanosäulen<sup>[21–26]</sup> arbeiten, gibt es bislang nur wenige Arbeiten, die ebensolche Nanostrukturen kombinieren. Die zwei allerersten hierzu datieren aus dem Jahr 2009, wovon eine ebenfalls am PDI vorgestellt wurde. Sie behandeln GaAs-Nanodrähte ummantelt mit MnAs bzw. Ga(Mn)As.<sup>[27,28]</sup> Die Thematik erregt seitdem internationales Interesse, so folgten diesen Studien weitere Arbeiten von teils unterschiedlichen Gruppen sowohl zu derselben Materialkombination<sup>[29–34]</sup> als auch zu GaAs-Säulen ummantelt mit Fe und Ni.<sup>[35–39]</sup> Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete ferromagnetische Metall  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ist aufgrund seiner Eigenschaften den bisher verwendeten Materialien im Hinblick auf eine Verwendung in qualitativ hochwertigen, spintronischen Hybridstrukturen vorzuziehen.  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ist zwar eine binäre Legierung, seine kubische Kristallphase  $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$  deckt jedoch eine stöchiometrische Zusammensetzung von 10 bis 26 % at. Si mit nur geringfügig modifizierten magnetischen Eigenschaften ab.<sup>[40–42]</sup> In der perfekt geordneten  $\text{D0}_3$ -Struktur entspricht es der binären Heusler-Legierung  $\text{Fe}_2\text{FeSi}$ . Theoretisch und experi-

## 1. Einleitung

mentell ermittelte Spinpolarisationen des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  am Fermi-niveau bewegen sich im Bereich von 12 bis 100 %, d.h. bis hin zur Halbmetallizität.<sup>[43–45]</sup> Ähnlich dem  $\text{Ga}(\text{Mn})\text{As}$  besitzt auch  $\text{Fe}_3\text{Si}$  eine nahezu perfekte Gitteranpassung zum  $\text{GaAs}$ <sup>[46–48]</sup>. Die Curie-Temperatur liegt dabei im Gegensatz zu  $\text{Ga}(\text{Mn})\text{As}$  und  $\text{MnAs}$  mit  $567^\circ\text{C}$ <sup>[47]</sup> deutlich oberhalb der Raumtemperatur und somit in ähnlichen Bereichen wie diejenige des  $\text{Fe}$  und  $\text{Ni}$ . Darüber hinaus ist die  $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}$ -Grenzschicht jedoch im Vergleich zu  $\text{Fe}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Co}$  und  $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$  sehr viel stabiler gegenüber thermisch induzierten chemischen Reaktionen<sup>[49]</sup>. Somit ist  $\text{Fe}_3\text{Si}$  geradezu prädestiniert für eine Verwendung in hochwertigen spintronischen Bauteilen basierend auf  $\text{GaAs}$  und bildet ein Alleinstellungsmerkmal der vorliegenden Arbeit.

Das Ziel innerhalb dieser Arbeit ist zu untersuchen, inwieweit sich Halbleiter-Nanodrähte bestehend aus  $\text{GaAs}$  mit dem ferromagnetischen Metall  $\text{Fe}_3\text{Si}$  innerhalb einer Kern-Hülle-Struktur kombinieren lassen und welche magnetischen Eigenschaften daraus resultieren. Aufgrund der speziellen Hüllengeometrie des Metalls in diesen Strukturen besteht die Möglichkeit, ein grundlegendes Problem in der Spintronik zu umgehen. Hier zwingt die Formanisotropie dünner Filme die Magnetisierung in die Schichtebene. Magnetisierungen senkrecht zur Schicht sind hingegen nur mit hohem Aufwand zu bewerkstelligen. Für dünne Hohlzylinder, wie die in dieser Arbeit vorgestellten Nanodraht-Hüllen, gelten hingegen grundlegend andere magnetische Rahmenbedingungen und somit sind solche senkrechten Magnetisierungen nicht per se ausgeschlossen. Diese Grundproblematik und die hier umrissene Lösung mittels Nanodrahtstrukturen wird in Kapitel 2 detailliert erläutert. Es finden sich hier außerdem eine Einführung in die verwendeten Materialsysteme sowie eine kurze Übersicht der Methoden zur magnetischen Charakterisierung.

Danach folgt in Kapitel 3 die Darstellung der Epitaxie dieser Strukturen. Diesbezüglich ist als eine weitere Besonderheit der vorliegenden Arbeit, die technische Ausstattung der verwendeten Epitaxie-Anlage zu nennen. Sie eignet sich sowohl für das Wachstum hochwertiger Gruppe-III-Halbleiter als auch für dasjenige von ferromagnetischen Metallen. Aufgrund dieser Konfiguration läuft im Gegensatz zu einigen der oben genannten Arbeiten der gesamte Herstellungsprozess unter Ultrahoch-Vakuum-Bedingungen ab, wodurch eine Oxidierung der Grenzfläche verhindert wird. Die hier vorgestellten mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten Säulen haben somit einige Vorteile gegenüber manchen der oben aufgeführten, bisher studierten Nanodraht-Hybridstrukturen.

Die Analyse ihrer Morphologie und Kristallstruktur mittels Rasterelektronenmikroskopie (REM), Atom-Kraft-Mikroskopie (AFM), energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX), Röntgenbeugung (XRD), Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) und numerischer Berechnungen nach der Dichtefunktionaltheorie (DFT) erfolgt in Kapitel 4. Die magnetischen Eigenschaften der Nanodraht-Hüllen werden schließlich anhand von Magnetometrie (SQUID), Magnet-Kraft-Mikroskopie (MFM), Mössbauer-Spektroskopie, numerischen Simulationen zum Mikromagnetismus (Nmag) und elektrischen Transportmessungen im Kapitel 5 vorgestellt.

Durch die hier vorgestellten Nanodrahtstrukturen wäre ein großer Schritt in Richtung von Visionen wie dreidimensionale Speicherelemente mit extrem hohen Speicherdichten für PCs u.s.w. und polarisiertes Licht emittierende Leuchtdioden (SpinLEDs), die ohne äußere magnetische Felder arbeiten, für enorm schnelle, spinsensitive Intrachip-Datenübertragung möglich. Dahingehende Bauelementkonzepte finden sich abschließend in Kapitel 6 ausgearbeitet.

## 2. Vorbetrachtungen

Das Gebiet der Halbleiter-Nanodraht-Strukturen stellt einen der am rasantesten wachsenden Zweige in der heutigen Grundlagenforschung zu Halbleitern dar.<sup>[2–6]</sup> Die vorliegende Arbeit geht jedoch noch einen Schritt darüber hinaus und verknüpft als eine der ersten Arbeiten weltweit das Gebiet der Halbleiter-Nanodrähte mit demjenigen der Spintronik.<sup>[50]</sup> Diese Synthese wird in der Form von Ferromagnet-Halbleiter-Nanosäulen ausgeführt und dient dem Zweck, ein ausgewähltes Problem innerhalb der Spintronik, die in der Filmebene liegende Magnetisierung dünner, ferromagnetischer Schichten, zu lösen.

Hier folgen zunächst ein grober Überblick über das Gebiet der Spintronik, angelehnt an<sup>[51–53]</sup>, sowie eine kurze Einführung in die Problematik, mit der sich die vorliegende Arbeit befasst. Am Ende des ersten Teils dieses Kapitels wird als Lösungsidee das Konzept der Ferromagnet-Halbleiter-Nanodrahtstrukturen entwickelt. Der zweite Teil befasst sich mit den physikalischen Grundlagen der für die Nanosäulen verwendeten Materialsysteme. Im dritten Teil werden schließlich die Methoden zur magnetischen Charakterisierung sowohl von Nanodraht-Ensembles als auch von Einzeldrähten vorgestellt.

### 2.1. Spintronik

Die Spintronik hat sich zu einem enorm wichtigen Feld der Grundlagenforschung mit Hauptanwendungen in verschiedenen Technologien entwickelt.<sup>[51–53]</sup> Angestoßen wurde diese Entwicklung hauptsächlich durch die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandes (GMR) 1988.<sup>[54,55]</sup> Das zugrunde liegende Konzept der Spintronik ist im Gegensatz zur gewöhnlichen Elektronik, in welcher der Spin von Ladungsträgern keine Rolle spielt, die Manipulation von spinpolarisierten Strömen. Nutzt man in Bauteilen auch den Spin-Freiheitsgrad, so ergeben sich neue Effekte, neue Funktionalitäten und neue Einsatzmöglichkeiten. Somit ist die Spintronik die Kombination von Magnetismus und Elektronik. Spinpolarisierte Ströme lassen sich dabei durch die spinabhängigen Transporteigenschaften von Elektronen in ferromagnetischen Leitern generieren. Diese von Mott<sup>[56]</sup> vorhergesagten Eigenschaften wurden bereits mehr als 10 Jahre vor der Entdeckung des GMR experimentell belegt und theoretisch beschrieben.<sup>[57–60]</sup> Durch den GMR erfolgte schließlich der erste Schritt in Richtung der Nutzung des Spin-Freiheitsgrades innerhalb magnetischer Nanostrukturen. Das rasante Wachstum von Speicherkapazitäten in der Festplatten-Technologie in den vergangenen Jahren geht zum großen Teil auf seine Anwendung in den Leseköpfen zurück. Durch die seither sehr intensive Forschung innerhalb der Spintronik konnten bereits viele andere Phänomene zur Kontrolle und Manipulation von spinpolarisierten Strömen aufgedeckt werden. Aufgrund dieser Entwicklungen expandiert das Feld der Spintronik zum jetzigen Zeitpunkt enorm. Vielversprechende Zweige bilden dabei die Manipulation von magnetischen Momenten, die Erzeugung von Mikrowellen durch Spin-Transfer, Halbleiter-Spintronik, Spintronik von Molekülen, der Spin-Hall-Effekt (SHE), der Quanten-Spin-

## 2. Vorbetrachtungen

Hall-Effekt (QSHE) und natürlich nicht zuletzt die Spintronik einzelner Elektronen für Quantenrechner.

Große Hoffnungen werden darüber hinaus innerhalb der Informationstechnologie (IT) in die Spintronik gesetzt. Die Entwicklung innerhalb dieser Branche folgte in den vergangenen Jahrzehnten dem Mooreschen Gesetz, d. h. die Anzahl der Transistoren auf einem Chip verdoppelt sich rund alle zwei Jahre. Diese Entwicklung innerhalb der Elektronik stößt jedoch zunehmend aufgrund der Leistungsverluste durch Wärme bei der Bewegung von Ladungsträgern und des Quanten-Maßstabs-Effektes auf kleinen Skalen an ihre physikalischen Grenzen. Hier gilt die Spintronik neben der molekularen sowie der auf Kohlenstoff basierenden Elektronik im Zusammenhang mit Fortschritten in der Nanotechnologie als Garant dafür, auch in den kommenden Jahren das Mooresche Gesetz aufrecht erhalten zu können.

Die vorliegende Arbeit ist dem sehr aktiven Zweig der Halbleiter-Spintronik zugeordnet. Das Ziel innerhalb dieser Forschung stellt die Verschmelzung der Vorteile von Halbleitern, wie Stromregulierung durch Gate-Spannung, Kopplung der Elektronen mit Licht etc., mit den Möglichkeiten magnetischer Materialien, wie Stromregulierung durch Spin-Manipulation, Nicht-Volatilität usw., dar.<sup>[61]</sup> Mittels dieser Kombination könnten Speicherelemente mit Einheiten zur logischen Prozessierung, zur Kommunikation und zur Datenaufnahme direkt auf einem Chip vereint werden. Dies kann entweder durch ferromagnetische Halbleiter (FS) selbst oder durch Hybridstrukturen, bestehend aus ferromagnetischen Metallen und herkömmlichen Halbleitern, bewältigt werden. FS besitzen den großen Nachteil, dass es bislang noch nicht gelungen ist, ihre niedrigen Curie-Temperaturen um 170 K über Raumtemperatur zu erhöhen.<sup>[62]</sup> Dies schließt FS für eine Verwendung in anwendungsbezogenen Bauelementen größtenteils aus. Hybridstrukturen hingegen besitzen keine derartigen Nachteile. So beruht das Konzept des Datta-Das-Transistors auf Hybridstrukturen<sup>[63]</sup> und Phänomene wie der SHE und QSHE lassen sich ebenfalls mit solchen Strukturen untersuchen.<sup>[64,65]</sup> Zudem konnte erst durch Hybridstrukturen die Spin-Akkumulation bei der Injektion in einen Halbleiter elektrisch nachgewiesen werden.<sup>[66–69]</sup>

Als ein Paradebeispiel für Hybridstrukturen dient schließlich die SpinLED.<sup>[66,70–72]</sup> In einem solchen Bauteil führt der in eine Halbleiter-LED-Struktur injizierte, spinpolarisierte Strom auf der Grundlage der spinabhängigen Elektronen-Licht-Kopplung zur Emission von zirkular polarisiertem Licht. Derartige Bauteile besitzen das große Potenzial einer optischen Übertragung/Kommunikation von Spininformation über makroskopische Distanzen ohne Reibungsverluste, wie beispielsweise die Wärmeentwicklung, welche bei der Bewegung von Ladungsträgern in metallischen Leitern auftritt. Optisch kommunizierende SpinLEDs und somit die Übertragung von Spininformation über makroskopische Distanzen konnte kürzlich bereits durch Farshchi *et al.*<sup>[73]</sup> realisiert werden. Dennoch dienen sie heutzutage in der Spintronik fast ausschließlich als Detektor für Spininjektionseffizienzen.<sup>[52,61,73–76]</sup> Die Gründe hierfür liegen an erster Stelle in den hohen technischen Anforderungen für den Betrieb von SpinLEDs (hohe magnetische Felder). An zweiter Stelle jedoch zusätzlich auch an ihrer Limitierung auf GaAs-Substrate, was einer Integration mit der Si-Technologie entgegenläuft. Beide Probleme ließen sich umgehen, würden, wie in der vorliegenden Arbeit ausgeführt, Ferromagnet-Halbleiter-Nanodrahtstrukturen in das Konzept der SpinLEDs integriert. Da derartige SpinLED-Bauteile sogar innerhalb einer einzelnen Nanodrahtstruktur realisiert werden können, besitzen Felder dieser Nanodrahtstrukturen darüber hinaus das enorme Potenzial zur Intrachip-Kommunikation.

Schließlich soll hier noch erwähnt werden, dass die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Ferromagnet-Halbleiter-Nanodrahtstrukturen auch im Bereich der Spintronik von Metallen von Nutzen sein könnten. In diesem Bereich ist seit der Entdeckung des Spinnmoment-Transfer-Effektes (STT) durch Slonczewski<sup>[77]</sup> und Berger<sup>[78]</sup> 1996 eine rasante Entwicklung zu verzeichnen. Durch den Effekt des STT kann mittels eines spinpolarisierten, elektrischen Stromes die Magnetisierung eines nanometer-großen Speicherelementes invertiert werden. Auf ihm beruhen Nano-Oszillatoren<sup>[79]</sup> und der Schaltmechanismus in magnetwiderstandssensitiven Tunnelübergängen (MTJs), welche heute die Basis eines jeden modernen magnetwiderstandssensitiven Direktzugriffsspeichers (MRAM) sind.<sup>[80,81]</sup> Darüber hinaus lassen sich auch Domänengrenzen mittels des STT-Effektes gezielt manipulieren. Dies führte zu einem neuen Bauelement-Konzept, dem magnetischen Laufbandspeicher (RM). Der RM ist im Gegensatz zu allen bisherigen Speichern mit zweidimensionaler Architektur ein permanentes Speichermedium mit einer tatsächlich dreidimensionalen Architektur. Innerhalb seines Konzeptes lassen sich bislang unübertroffene Speicherkapazitäten bei Zugriffszeiten ähnlich derer heutiger statischer Festkörperspeicher (SSDs) mit unbegrenzter Lebensdauer zu erschwinglichen Preisen realisieren.<sup>[82,83]</sup> Die dreidimensionale Architektur des RM ist jedoch auch für heutige Fertigungstechniken im Nanometerbereich ein ungelöstes Problem. In dieser Hinsicht könnte schließlich die Übertragung des Konzeptes auf Ferromagnet-Halbleiter-Nanodrahtstrukturen einen Ausweg darstellen.

### 2.1.1. Einfluss der Formanisotropie

Die für spintronische Bauteile fundamentalen, spinpolarisierten Ströme lassen sich anhand verschiedener optischer, Resonanz- oder Transporttechniken realisieren. Für eine Einbindung dieser Bauelemente in die industrielle Massenfertigung ist jedoch ausschließlich die letztgenannte elektrische Injektions- und Detektionstechnik geeignet. Diese Technik basiert darauf, dass elektrischer Transport in einem ferromagnetischen Metall stets spinpolarisiert ist. Man verwendet somit ferromagnetische Kontakte um eine bestimmte Spinorientierung in einen Halbleiter zu injizieren oder zu detektieren. Da eine Vielzahl von ferromagnetischen Metallen eine Curie-Temperatur weit über Raumtemperatur besitzen, ist dieses Vorgehen durchaus geeignet für die Herstellung von Bauelementen, welche bei Raumtemperatur betrieben werden können.

Die ferromagnetischen Kontakte werden durch dünne, epitaktische Metall-Schichten realisiert, welche direkt über der Halbleiterstruktur aufgebracht werden. Die magnetischen Eigenschaften solcher dünnen Schichten und Filme bei Temperaturen unterhalb ihrer Curie-Temperatur wird durch den Formalismus des Mikromagnetismus beschrieben. Innerhalb dessen nimmt der Film einen statischen Gleichgewichtszustand an, welcher die Energie

$$E = E_{ex} + E_{aniso} + E_{zee} + E_{demag} + E_{mgnel} \quad (2.1)$$

minimiert. Die einzelnen Energiebeiträge sind dabei die folgenden.

#### Austausch-Energie $E_{ex}$

Aus der quantenmechanischen Austauschwechselwirkung resultiert dieser Beitrag und ist proportional zur Austauschkonstante und der ersten Ableitung der Magnetisierung nach dem Ort. Er ist minimal, wenn die Magnetisierung im gesamten Film einen einheitlichen Zustand annimmt.

### **Anisotropie-Energie $E_{aniso}$**

Ist der Kristall bzw. die Spin-Bahn-Wechselwirkung in der Schicht nicht isotrop, so ergeben sich Vorzugsrichtungen für die Magnetisierung. Entsprechend lassen sich jeder Achse im Magnet sogenannte Anisotropie-Konstanten zuordnen. Sie repräsentieren den nötigen Energiebetrag, welcher aufgewendet werden muss um die Magnetisierung entlang dieser Achse auszurichten. Somit führt dieser Energiebeitrag dazu, dass die Magnetisierung überall im Magnet entlang einer magnetisch leichten Achse orientiert ist. Die Ursachen für Anisotropien sind vielfältig. Sie entstehen aufgrund von Kristallordnung, Ordnung an Grenzflächen, Spin-Bahn-Wechselwirkung, Oberflächen u.s.w. Der für die vorliegende Arbeit maßgebende Beitrag zur Anisotropie ist die Formanisotropie. Er wird nach der Beschreibung der Energiebeiträge gesondert diskutiert.

### **Zeeman-Energie $E_{zee}$**

Der Zeeman-Term beschreibt die Wechselwirkung des Magneten mit einem äußeren Feld und ist invers proportional zum Skalarprodukt der Magnetisierung und des Feldvektors. In einem magnetischen Feld richtet sich aufgrund dieses Beitrages die Magnetisierung parallel zum Feld aus.

### **Demagnetisierungs-Energie $E_{demag}$**

Dieser Beitrag ist analog zum Zeeman-Term. Er beschreibt jedoch nicht die Wechselwirkung mit einem äußeren, sondern mit dem magnetischen Feld des Ferromagneten selbst. Er führt dazu, dass magnetische Konfigurationen mit geschlossenen Feldlinien an Oberflächen und Kanten favorisiert werden.

### **Magnetoelastische-Energie $E_{mgnel}$**

Dieser Term beschreibt die durch eine elastische Gitterverformung gespeicherte Energie. Sie ist die Ursache für Magnetostriktion. Der zugrundeliegende Mechanismus ist auch hier die Spin-Bahn-Wechselwirkung.

Lässt man sowohl Demagnetisierungs- als auch Zeeman-Beitrag außer Acht, so sind alle Energiebeiträge durch spezifische Eigenschaften, entweder des ferromagnetischen Materials selbst oder der Schichtbeschaffenheit bestimmt. Einzig die bereits erwähnte Formanisotropie wird durch allgemeinere Faktoren, genauer die geometrischen Abmessungen des Magneten, vorgegeben. Sie ist somit universell für alle dünnen, ferromagnetischen Schichten und favorisiert stets eine Magnetisierungsrichtung in der Schichtebene. Die Schichtnormale hingegen ist gekennzeichnet durch einen Arbeitsaufwand, welcher typischerweise denjenigen für schwere, jedoch in der Schicht liegende Achsen um einige Größenordnungen übersteigt.<sup>[84]</sup> Um die Magnetisierung dünner Filme entlang der Schichtnormale auszurichten, werden aufgrund der Formanisotropie äußere Felder im Bereich von einigen Tesla benötigt. Wege um dennoch senkrechte Magnetisierungen in dünnen Schichten auch ohne hohe Felder zu realisieren bauen auf Materialien, in denen die Formanisotropie von Natur aus keine dominante Rolle spielt. Solche Materialien sind jedoch sehr selten und gleichzeitig sehr komplex.<sup>[85,86]</sup> Eine Alternative bildet schließlich der Weg, dünne Schichten in ein kompliziertes, alternierendes Muster von Schichtfolgen so einzupassen, dass die Formanisotropie durch komplexe Dipol-Wechselwirkungen der Schichten untereinander dominiert wird.<sup>[87-91]</sup>

Aufgrund der hohen technischen Anforderung, die sowohl hohe Magnetfelder als



auch komplexe Übergitter mit sich bringen, und der starken Limitierung in der Materialwahl bedeutet dies für spintronische Hybridstrukturen in der Anwendung, dass die mittels ferromagnetischer Kontakte realisierbaren spinpolarisierten Ströme auf die in der Kontaktschicht liegenden Spinrichtungen limitiert sind. Strukturen, welche dennoch eine Spinpolarisierung senkrecht zur Kontaktschicht erfordern, sind somit für praktische Anwendungen wenig bis gar nicht denkbar. Zu dieser Gruppe gehören zukunftssträchtige Konzepte wie die im ersten Abschnitt genannten SpinLEDs und dreidimensionale Speicherarchitekturen.

### 2.1.2. Konzept der mit einem Ferromagnet ummantelten Nanosäulen

Ein weiterer Weg, eine senkrechte Magnetisierung in dünnen ferromagnetischen Schichten zu realisieren, wird im Rahmen dieser Arbeit unter dem Konzept einer mit einem ferromagnetischen Metall ummantelten Nanosäule vorgestellt. Innerhalb dieses Konzeptes lässt sich die gewünschte Magnetisierung allein durch eine geometrische Veränderung der dünnen Schicht herbeiführen. Für diese Modifikation des Films wird ein Grundgerüst aus sogenannten Nanosäulen verwendet. Das Konzept kennt keinerlei prinzipielle Beschränkungen auf bestimmte Materialien oder Materialsysteme und benötigt nur zwei Wachstumsschritte. Dies sind entscheidende Vorteile gegenüber den bisher existierenden Methoden, eine senkrechte Magnetisierung in dünnen Schichten zu erreichen. Es ist somit, wie im Kapitel 6 detailliert dargelegt wird, eine vielversprechende Alternative für die Realisierung elektrischer Bauteile mit teils neuartigen Funktionen innerhalb der Spintronik. Erforscht wird das Konzept in den folgenden Kapiteln dieser Arbeit konkret an Halbleiter-Nanosäulen bestehend aus GaAs, welche von allen Seiten mit dem ferromagnetischen Metall  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelt wurden. Zunächst soll jedoch an dieser Stelle eine Einführung in die Idee des Konzeptes, angefangen bei dem Nanodraht-Grundgerüst und gefolgt von den ferromagnetischen Nanodraht-Hüllen, erfolgen.

## Nanosäulen

Nanosäulen oder Nanodrähte sind quasi eindimensionale Kristalle bzw. Kristallite, deren laterale Ausdehnung im Nanometerbereich liegt. Sie ähneln in ihrer Form Säulen, Drähten, Fasern, Fäden oder Nadeln, wovon sich ihr Name ableitet. In der Literatur tauchen sie erstmals 1964 in den Arbeiten von R. S. Wagner und W. C. Ellis<sup>[92]</sup> unter dem englischen Begriff *whiskers* auf. Beachtung fanden sie jedoch erst Anfang der 90er Jahre, als sie zum Forschungsthema von mehreren Gruppen wurden. 10 Jahre später waren sie bereits so populär, dass sie seither unter dem englischen Namen *nanowires* einen sehr aktiven, eigenständigen Zweig innerhalb der Grundlagenforschung zur Nanotechnologie bilden.<sup>[1–6]</sup>

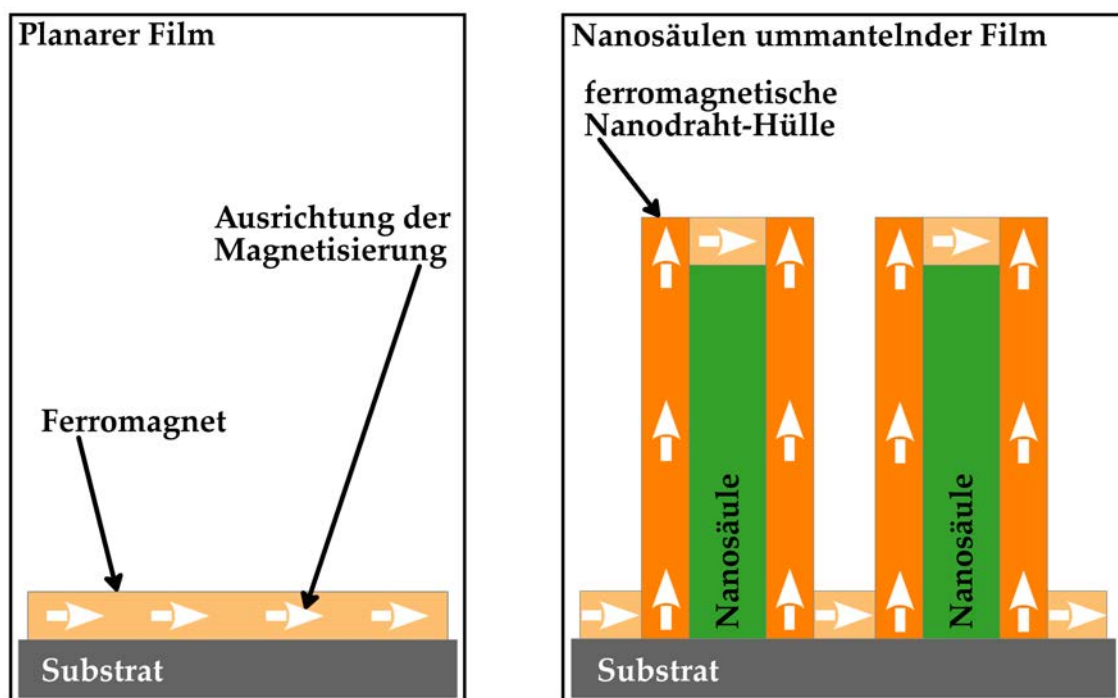
Das Besondere dieser Nanostrukturen ist ganz allgemein ihre, da im Nanometerbereich befindliche, sehr kleine Kontaktfläche zum Substrat in Verbindung mit ihrem enorm großen Verhältnis von Oberfläche zu Volumen. Aufgrund dessen sind Nanodrähte nicht in dem Maße lateralen Zwängen einer Grenzschicht unterworfen wie es auf ebene Schichten zutrifft, deren Verhältnis von Oberfläche zu Volumen gering ist. Verspannungen können innerhalb freistehender Nanosäulen durch elastische Relaxation abgebaut werden.<sup>[7,8]</sup> Somit lassen sich verspannungs- und defektfreie Kristalle einfacher als durch planare Schichten realisieren.<sup>[9–14]</sup>

Das prominenteste, weil technologisch wichtigste Beispiel, ist hier die monolithische

## 2. Vorbetrachtungen

Kombination eines polaren Halbleiters wie GaAs mit einem nicht-polaren wie Si.<sup>[93,94]</sup> Si ist das in der heutigen Elektronik aufgrund seiner Eigenschaften und der preisgünstigen Herstellung in hochreiner Qualität wichtigste Material. Ein bedeutender Nachteil des Si ist jedoch seine indirekte Bandlücke. Es ist somit im Gegensatz zu direkten Halbleitern wie GaAs ungeeignet für optoelektronische Anwendungen wie Licht-emittierende Dioden, Laserdioden<sup>[95]</sup> und Hochleistungs-Solarzellen.<sup>[96]</sup> Eine Kombination beider Materialsysteme ist somit von großem technologischen Interesse. Innerhalb einer planaren Geometrie führt die Gitterfehlpassung zwischen GaAs und Si von 4,1 % jedoch zu einer sehr kleinen kritischen Dicke für kohärentes Wachstum von beispielsweise nur rund 4 ML auf Si(001).<sup>[97]</sup> Hinzu kommt die große Fehlanpassung der thermischen Ausdehnungskoeffizienten von rund 54 % aufgrund derer sich typischerweise eine Dichte von Schraubenversetzungen im Bereich von  $10^9$  bis  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  beim direkten Wachstum von GaAs auf Si einstellt.<sup>[94]</sup> Anti-Phasen-Domängengrenzen lassen sich darüber hinaus nur durch die Verwendung von leicht verkippten Substraten und eines vorangestellten Temperschrittes bei hohen Temperaturen verhindern.<sup>[93,98]</sup> Als Nanosäule hingegen lässt sich GaAs mit nahezu Einkristallqualität auf Si-Substraten herstellen.<sup>[9,10,14,99–111]</sup>

Die eben beschriebenen Vorteile der Nanosäulen bezüglich des elastischen Spannungsabbaus spielen für die hier vorgestellte Methode zur Einstellung einer senkrecht zur Substratoberfläche gerichteten Magnetisierung nur eine untergeordnete Rolle. Innerhalb des Konzeptes der mit einem Ferromagneten ummantelten Nanosäulen werden



**Abbildung 2.1:** Skizze des Konzeptes der mit einem Ferromagneten ummantelten Nanosäulen zur Realisierung einer senkrecht zum Substrat ausgerichteten Magnetisierung.

die aus einem Halbleiter bestehenden Säulen in erster Linie genutzt, um die geometrische Form der ferromagnetischen Schicht gezielt zu modifizieren. Das Ziel ist hierbei einen möglichst großen Anteil des dünnen ferromagnetischen Films aus der Substratebene heraus zu kippen und in die Senkrechte zu orientieren. Hierfür bieten sich auf-

grund ihres enorm großen Verhältnisses von Oberfläche zu Volumen und ihrer parallel zur Substratnormalen verlaufenden Seitenflächen Nanosäulen-Strukturen an. Liegt die Magnetisierung bei einem dünnen, planaren Film, wie dem hell-orange dargestellten in Abbildung 2.1, in der Regel in der Substratebene, so ist es hingegen in Nanodraht-Hüllen (orange Flächen in Abbildung 2.1) möglich, dass sich allein aufgrund der veränderten Form der Schicht die Magnetisierung entlang der Nanodraht-Achse orientiert. Je nach Länge und Dichte des verwendeten Nanosäulen-Grundgerüsts ließe sich somit der überwiegende bis nahezu gesamte Teil des dünnen Films senkrecht zur Substratoberfläche verkippen.

Über ihre primäre Funktion als Trägerstruktur hinaus können die halbleitenden Nanosäulen innerhalb dieses Konzeptes jedoch auch als eigenständige, aktive Bauelement-Strukturen fungieren. Daraus ergibt sich schließlich wiederum eine Anzahl neuer Anwendungsmöglichkeiten.<sup>[38,50]</sup> Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden einige solcher Anwendungen ausgearbeitet und finden sich in Kapitel 6 vorgestellt.

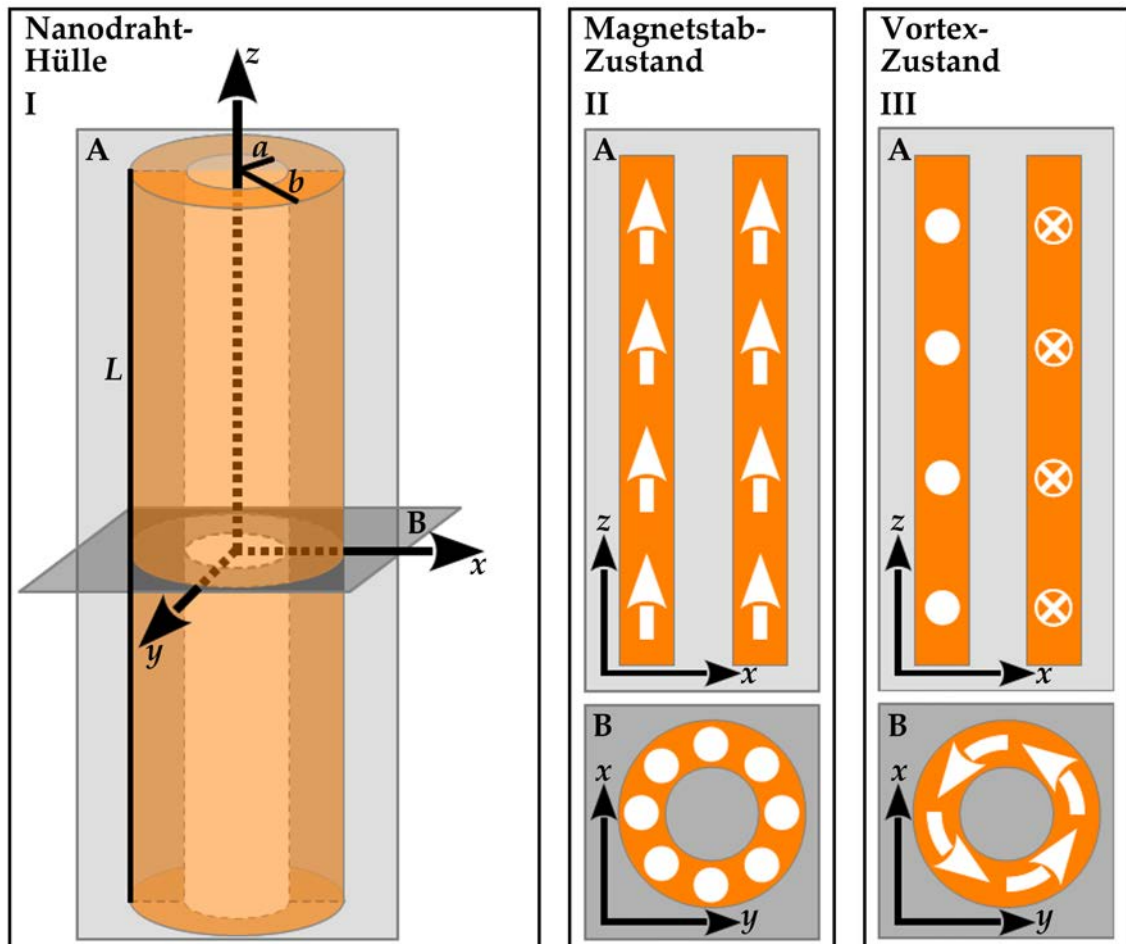
## Nanodraht-Hüllen

Die Nanodraht-Hüllen, wie in Abbildung 2.2 I skizziert, besitzen die Form eines Hohlzylinders mit der Länge  $L$  und den Innen- bzw. Außenradien  $a$  bzw.  $b$ . Entsprechend der Dimensionen des Nanodraht-Grundgerüsts gilt darüber hinaus  $L/a \gg 1$  und  $L/b \gg 1$ . Unter derartigen geometrischen Randbedingungen existieren für die spontane Magnetisierung zwei mögliche Konfigurationen.<sup>[112,113]</sup> Die erste Konfiguration, der Magnetstab-Zustand, ist in Abbildung 2.2 II dargestellt. Hier orientiert sich die Magnetisierung parallel zur Nanodraht-Achse. Sie befindet sich somit in diesem Zustand durch die Ausrichtung der Nanodrähte auf dem Substrat senkrecht zur Substratoberfläche. Demzufolge ist diese Magnetstab-Konfiguration für das Konzept der mit einem Ferromagneten ummantelten Nanosäulen zur Bewerkstelligung einer senkrechten Magnetisierung erforderlich. Neben ihr existiert jedoch noch die zweite Konfiguration, der Vortex-Zustand. Dieser ist in Abbildung 2.2 III skizziert. Hier orientiert sich die spontane Magnetisierung in Wirbeln bzw. Vortices um die Nanodraht-Achse. Der Vortex-Zustand besitzt somit keinerlei Komponente der Magnetisierung in der Senkrechten zur Substratoberfläche und ist demzufolge für das hier vorgestellte Konzept nicht von Nutzen.

Welchen Zustand die spontane Magnetisierung annimmt, hängt entscheidend von der Zylindergeometrie und den Anisotropien des verwendeten Materials ab.<sup>[114,115]</sup> Für den Einfluss der Zylindergeometrie fanden Escrig *et al.*<sup>[114]</sup>, dass der Vortex-Zustand bei Nanodraht-Hüllen mit  $\beta = a/b = 0,55$  dominiert. Dickere als auch dünnere magnetische Hohlzylinder bilden jedoch eher eine Stabmagnetisierung aus. Für eine gegebene Zylinderabmessung dominiert darüber hinaus der Magnetstab-Zustand für Nanodraht-Hüllen aus Materialien mit hohen Sättigungsmagnetisierungen und großen Anisotropiekonstanten.<sup>[115]</sup>

## 2. Vorbetrachtungen

Innerhalb dieses Konzeptes können die Nanodraht-Hüllen entsprechend des verwendeten Materials maßgeschneidert werden, um die gewünschte Stabmagnetisierung zu realisieren. Die Parameter, welche entsprechend angepasst werden müssen, sind dabei einzig die Länge sowie der Innen- und Außenradius. Die ersten beiden stehen aufgrund der bereits recht umfangreichen Expertise im Feld der Halbleiter-Nanosäulen in nahezu allen möglichen Kombinationen als Grundgerüst zur Verfügung. Somit bleibt nur der



**Abbildung 2.2:** I Skizze einer Nanodraht-Hülle der Länge  $L$ , der Innen- bzw. Außenradien  $a$  bzw.  $b$  und der Schnittebenen A,  $(x, z)$ -Ebene und B,  $(y, x)$ -Ebene. II Ausrichtung der Magnetisierung (weiße Pfeile) innerhalb der Nanodraht-Hülle in den Schnittebenen A und B für den Magnetstab-Zustand. III Ausrichtung der Magnetisierung (weiße Pfeile) innerhalb der Nanodraht-Hülle in den Schnittebenen A und B für den Vortex-Zustand.

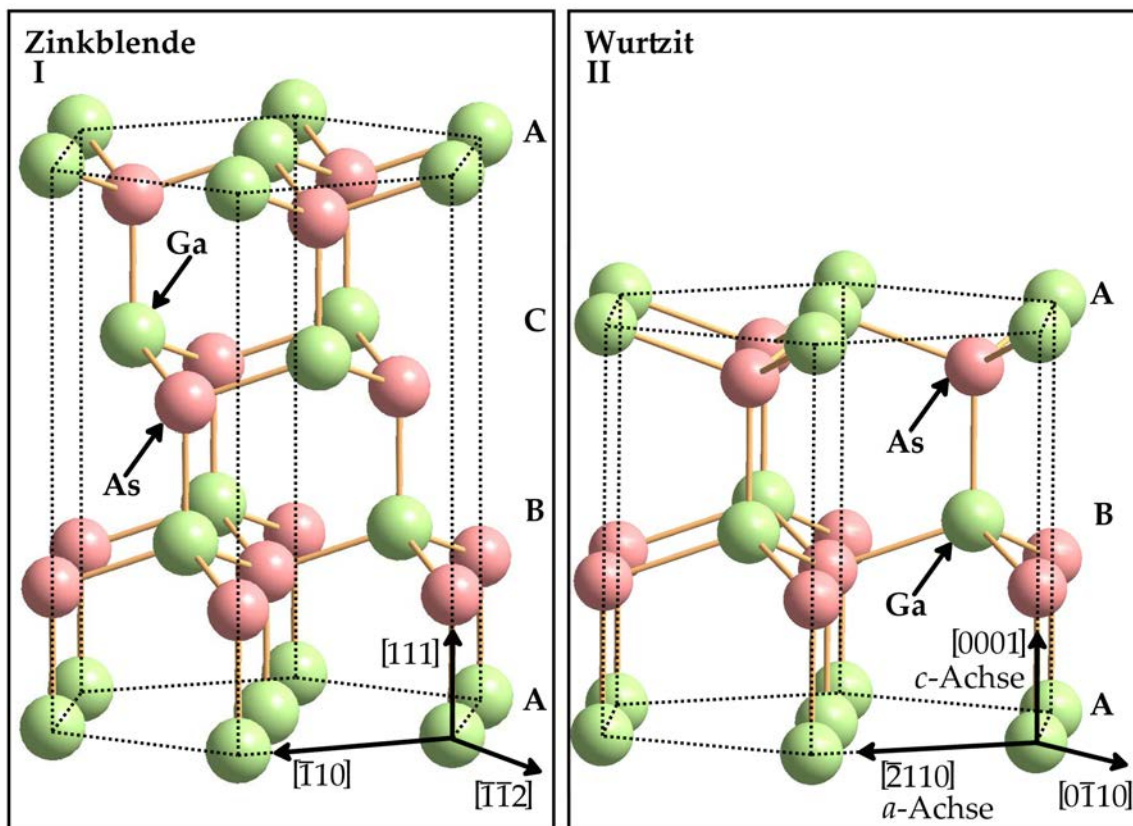
Außenradius gezielt zu steuern, was sich sehr einfach durch eine Anpassung der Dauer des Mantelwachstums realisieren lässt. Insofern ist diese Methode in keiner Weise auf bestimmte ferromagnetische Materialien limitiert.

## 2.2. Materialsysteme

In diesem Abschnitt werden nun grundlegende Materialcharakteristiken von GaAs und Fe<sub>3</sub>Si zusammengefasst. Da die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Nanodrahtstrukturen im Kern aus GaAs-Nanosäulen bestehen, wird im ersten Teil insbesondere auf die typischen Merkmale des GaAs innerhalb einer Nanodraht-Geometrie eingegangen. Im zweiten Teil wird ein besonderes Augenmerk auf die strukturelle Ordnung und die damit zusammenhängenden ferromagnetischen Eigenschaften des Fe<sub>3</sub>Si gelegt.

### 2.2.1. GaAs

GaAs ist das bislang wohl am besten erforschte Verbindungshalbleitersystem. So können Überstrukturen, bestehend aus GaAs/(Al,Ga)As heute beispielsweise mit Grenzschichten in unübertroffener Qualität hergestellt werden. Dies, in Zusammenhang mit seiner niedrigen effektiven Elektronenmasse, macht es zum Schlüsselmaterial für elektroni-



**Abbildung 2.3:** Stapelfolge entlang der [111]-Richtung für I Zinkblende- und II Wurtzit-Struktur. In beiden existieren zu jedem Atom vier, im Tetraeder angeordnete, nächste Nachbarn. In der Zinkblende- ist die Stapelabfolge ABCABC..., in der Wurtzit-Struktur entlang der zur [111]- äquivalenten [0001]- Richtung, der c-Achse, hingegen ABAB....

sche Hochleistungs-Bauteile wie den Transistor mit enorm hoher Elektronenmobilität (HEMT).<sup>[116]</sup> Darüber hinaus spielt es eine wichtige Rolle in der Hochfrequenztechnik sowie bei der Herstellung von Licht-emittierenden Dioden bzw. Laserdioden und Solarzellen.<sup>[117,118]</sup>

## 2. Vorbetrachtungen

GaAs ist ein direkter Halbleiter in Zinkblende-Struktur (ZB) und besitzt bei Raumtemperatur eine Gitterkonstante sowie Bandlücke von  $a = 5,6536 \text{ \AA}$  bzw.  $E_g = 1,425 \text{ eV}$ .<sup>[119]</sup> Somit liegt das bei der optischen Rekombination ausgesendete Licht der Wellenlänge  $\lambda_g \simeq 870 \text{ nm}$  im infraroten Bereich. Das Valenzband der schweren und leichten Löcher (HH und LH) ist am  $\Gamma$ -Punkt entartet.

Innerhalb von GaAs-Nanosäulen treten jedoch einige für GaAs als Einkristall eher untypische Merkmale auf. Diese werden im Folgenden, angelehnt an Breuer<sup>[9]</sup>, zusammengefasst. In GaAs-Nanosäulen findet man häufig Segmente der eng mit der ZB- verwandten Wurtzit-Struktur (WZ).<sup>[107,120,121]</sup> Diese Ko-Existenz von Kristallstrukturphasen in Nanosäulen wird unter dem Begriff *Polytypismus* geführt. Die beiden Phasen unterscheiden sich beim Nanodraht-Wachstum in der Stapelreihenfolge.

Dargestellt sind sie in Abbildung 2.3. In beiden existieren zu jedem Atom vier, im Tetraeder angeordnete nächste Nachbarn. Das Säulen-Wachstum findet entlang der  $[111]$ -Richtung statt. In der kubischen ZB-Phase, skizziert in Abbildung 2.3 I, ist die Stapelfolge hier ABCABC..., innerhalb ihres hexagonalen Pendants, Abbildung 2.3 II, jedoch ABAB.... Ein Unterschied ergibt sich somit erst in der Bindungsgeometrie des dritten, nächsten Nachbars. Diese enge Verwandtschaft ist der Grund, weshalb sich beide Phasen auch energetisch kaum unterscheiden. Die tetraedrische Koordination ist innerhalb der ZB-Struktur ideal (regelmäßiges Tetraeder). In der WZ-Phase hingegen unterscheidet sich eine der Tetraeder-Bindungen in der Länge. Aufgrund dessen werden zur Beschreibung der WZ-Struktur zwei Basisvektoren  $\vec{a}$  und  $\vec{c}$  benötigt.

Im Gegensatz zu anderen Verbindungshalbleitern, wie beispielsweise GaN, AlN, oder ZnO, welche natürlich in der WZ-Struktur kristallisieren, ist WZ-GaAs nicht stabil. Einzig McMahon und Nelmes<sup>[122]</sup> konnten unter hohem Druck pulverförmiges GaAs in die WZ-Phase transformieren und dessen Kristalleigenschaften vermessen. In Nanosäulen kann GaAs jedoch aufgrund kinetischer Rahmenbedingungen stabile WZ-Phasen ausbilden.<sup>[103]</sup> Diese Phasen zeigen innerhalb von Nanosäulen leicht andere Parameter als die von McMahon und Nelmes<sup>[122]</sup> gemessenen.<sup>[13,14,99,120,123–125]</sup> Eine Übersicht der innerhalb von GaAs-Nanosäulen gefundenen Kristallparameter, basierend auf den eben angeführten Veröffentlichungen, sowohl der ZB- als auch der WZ-Struktur ist in der Tabelle 2.1 gegeben.

	Zinkblende	Wurtzit
Strukturtyp	<b>B3</b>	<b>B4</b>
Hauptvertreter/Prototyp	Sphalerit-Typ	Wurtzit-Typ
Raumgruppe	$F\bar{4}3m$ (216)	$P6_3mc$ (186)
Pearson-Symbol	cF8	hP4
Gitter	2 <i>fcc</i> -Untergitter	2 <i>hcp</i> -Untergitter
Basis Gitter 1	Ga (0,0,0)	Ga ( $\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, 0$ )
Basis Gitter 2	As ( $\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}$ )	As ( $\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{3}{8}$ )
Gitterparameter	$a = 5,6536 \text{ \AA}$	
	$d_{110} = 3,9977 \text{ \AA}$	$a = 3,988 \text{ \AA}$
	$2 \cdot d_{111} = 6,5282 \text{ \AA}$	$c = 6,5603 \text{ \AA}$
Verhältnis $c/a$	1,633	1,645
Bandlücke	$E_g = 1,425 \text{ eV}$	$E_g = 1,460 \text{ eV}$

**Tabelle 2.1:** Zusammenfassung der Strukturparameter für Zinkblende- und Wurtzit-GaAs nach<sup>[13,14,99,119,120,123–125]</sup>.

Im Vergleich zur ZB findet sich für das WZ somit eine minimal kleinere Gitterkonstante entlang der  $[\bar{1}10]$ -Richtung, sowie eine größere in  $[111]$ -Richtung. Die Bandlücke ist ebenfalls energetisch breiter. Darüber hinaus ist das Valenzband der HH und LH am  $\Gamma$ -Punkt nicht mehr entartet, sondern weist eine zusätzliche Lücke von  $\Delta = 65$  meV auf.<sup>[123]</sup> Schließlich findet sich im Gegensatz zur ZB aufgrund der nicht idealen tetraedrischen Koordination im WZ eine spontane Polarisierung. Diese ist im Vergleich zu beispielsweise GaN etc. jedoch sehr viel geringer.<sup>[126]</sup>

Der Mechanismus, welcher zur Stabilisierung der WZ-Phase in Nanosäulen führt, ist bislang noch nicht im Detail verstanden. Immerhin muss laut theoretischen Berechnungen ein Energiebetrag von rund 12 meV pro Atom aufgebracht werden um die metastabile Phase zu erzeugen.<sup>[122]</sup> Eine mögliche Erklärung liefern Koguchi *et al.*<sup>[121]</sup> und Hiruma *et al.*<sup>[127]</sup>. Sie basiert auf der Beobachtung, dass GaAs-Nanodrähte oft neben WZ-Segmenten auch Segmente bestehend aus Rotationszwillingen der ZB ( $\overline{ZB}$ ) enthalten. Unter  $\overline{ZB}$  versteht man hier, dass in endlichen Bereichen der Nanodrähte die Atompositionen um  $180^\circ$  gegen die Rotationsachse der Zwillinge, die  $[111]$ -Wachstumsrichtung der Säulen, verdreht sind. Die Stapelfolge ist nun nicht mehr ABCABC..., sondern wurde zu CBACBA... abgeändert. Bei dem Übergang von ZB zu  $\overline{ZB}$  ergibt sich dabei eine Stapelfolge von ABC(AB|A)CBA... mit einer Zwillingsgrenze, welche hier durch die vertikale Linie verdeutlicht wurde. Um diese Grenze entsteht dabei automatisch ein 3-ML-dickes Segment in WZ-Stapelfolge, hervorgehoben durch Klammern. Wechseln sich nun in einer Säule alle 3 ML die Zwillingsorientierungen ab, so wird pures WZ gebildet.

Das Phänomen des WZ-GaAs in Nanosäulen ist keineswegs zufällig, sondern hat eher systematischen Charakter. Es tritt bevorzugt zu Beginn des Wachstums, d. h. am Fuß der Säulen und zum Ende des Wachstums, d. h. am Säulenkopf auf. Je nach Wachstumsparametern können zur Zeit bereits Nanodrähte in reiner WZ- bzw. ZB-Phase sowie in nahezu perfekten, periodischen Überstrukturen hergestellt werden.<sup>[102–111]</sup>

Die bereits erwähnte Gitterfehlpassung von 4,1 % zwischen GaAs und Si wird innerhalb der ersten Monolagen der GaAs-Nanosäulen größtenteils plastisch in der Form von Versetzungen abgebaut. Nur rund 0,5 % der Verspannung relaxiert elastisch entlang der Säule während des Wachstums.<sup>[13,14,125]</sup> Dieses Verhalten konnte auch für sehr dünne Nanodrähte beobachtet werden, was sich im Widerspruch zu theoretischen Berechnung des kritischen Durchmesser für pseudomorphes Nanodraht-Wachstum von 40 bis 110 nm befindet.<sup>[128–131]</sup>

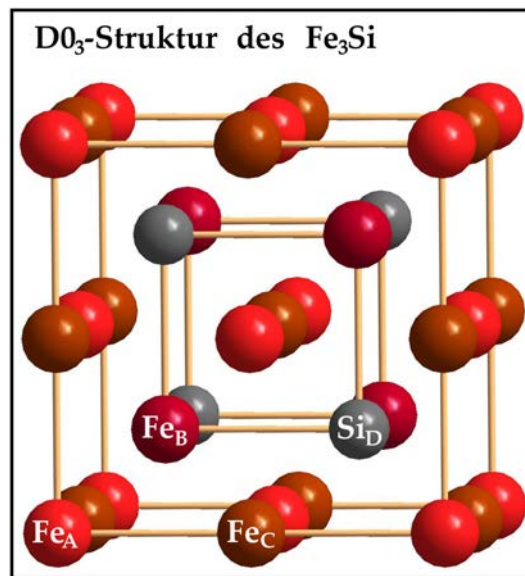
Neben den Anwendungen des GaAs in der Optoelektronik, der Hochfrequenztechnik und in HEMT-Bauteilen spielt es auch in der Spintronik eine wichtige Rolle. Dies verdankt es den bisher für intrinsisches und n-dotiertes GaAs sowie GaAs/(Al,Ga)As-Quantentopfstrukturen gemessenen Spitzenwerten in der Spin-Diffusionslänge von einigen bis einige Hundert  $\mu\text{m}$ .<sup>[132–139]</sup> Trotz der theoretisch berechneten Überlegenheit in der Spin-Kohärenzlänge für Gruppe-IV-Halbleiter sowie Halbleiter mit großer Bandlücke fallen bisher gemessene Werte innerhalb dieser Materialien in Größenordnungen vergleichbar zum GaAs aus.<sup>[140–142]</sup> Spin-Diffusionslängen von mehr als 100  $\mu\text{m}$  erzielen darüber hinaus (111)-orientierte GaAs-Quantentopfstrukturen.<sup>[143–145]</sup> Somit sind die (111)-orientierten GaAs-Nanosäulen auch für spintronische Anwendungen von besonderem Interesse.



### 2.2.2. Fe<sub>3</sub>Si

Fe<sub>3</sub>Si ist eine ferromagnetische Metall-Verbindung des 3d-Übergangsmetalls Fe mit Si. Es kristallisiert im **D0<sub>3</sub>**-Strukturtyp, BiF<sub>3</sub>-Typ, mit dem Pearson Symbol cF16 der Raumgruppe *Fm* $\bar{3}$ *m* (225). Sie besteht aus 4 *fcc*-Gittern, A, B, C und D mit den Basiskoordinaten Fe<sub>A</sub> (0,0,0), Fe<sub>B</sub> ( $\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}$ ), Fe<sub>C</sub> ( $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}$ ) und Si<sub>D</sub> ( $\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4}$ ). Die Gitterkonstante beträgt bei Raumtemperatur  $a = 5,654 \text{ \AA}$ .<sup>[44,146–149]</sup> Eine Skizze der **D0<sub>3</sub>**-Struktur des Fe<sub>3</sub>Si findet sich in Abbildung 2.4.

Jedes Atom besitzt 8 nächste Nachbarn, dabei hat ein Fe<sub>A</sub>-Atom je vier Fe<sub>B</sub>- und Si-Nachbarn, ein Fe<sub>B</sub>-Atom je vier Fe<sub>A</sub>- und Fe<sub>C</sub>-Nachbarn, ein Fe<sub>C</sub>-Atom wiederum je vier Fe<sub>B</sub>- und Si-Nachbarn und ein Si-Atom entsprechend je vier Fe<sub>A</sub>- und Fe<sub>C</sub>-Nachbarn.



**Abbildung 2.4:** Skizze der Untergitter A, B, C und D der **D0<sub>3</sub>**-Struktur des Fe<sub>3</sub>Si. Einzig das Untergitter D ist durch Si-Atome besetzt

Die Atome auf den Untergittern A und C tragen ein effektives, magnetisches Moment von  $1,35 \mu_B$  pro Atom. Die Fe-Atome auf dem Untergitter B hingegen besitzen ein Moment von  $2,20 \mu_B$  und die Si-Atome eines von  $-0,07 \mu_B$  pro Atom. Somit ergibt sich eine Sättigungsmagnetisierung von rund  $600 \text{ emu/cm}^3$  bzw.  $600 \text{ kA/m}$ . Da zwei der Fe-Untergitter ein äquivalentes Moment tragen, kann Fe<sub>3</sub>Si auch als Heusler-Legierung (Fe<sub>A</sub>)<sub>2</sub>Fe<sub>B</sub>Si betrachtet werden.

Fe<sub>3</sub>Si besitzt eine Curie-Temperatur von rund 840 K und einen Schmelzpunkt von 1220 °C. Theoretisch wurde für das Fe<sub>3</sub>Si in der perfekt geordneten **D0<sub>3</sub>**-Phase eine Spinpolarisation von rund 12 bis 21 % berechnet, was gut mit experimentellen Ergebnissen übereinstimmt.<sup>[43,44]</sup> Es existieren jedoch auch Arbeiten zu epitaktischen Fe<sub>3</sub>Si-Schichten, welche eine 100-prozentige Spinpolarisation am Fermi-niveau beobachten.<sup>[45]</sup> Darüber hinaus ist die ferromagnetische **D0<sub>3</sub>**-Phase des Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> nicht nur für stöchiometrisches Fe<sub>3</sub>Si sondern über einen breiten Bereich von  $0,15 \leq x \leq 0,25$  stabil.<sup>[40–42]</sup> Im Vergleich zu tatsächlich ternären Heusler-Verbindungen erleichtert dies die Kontrolle über die stöchiometrische Zusammensetzung während des Wachstums enorm.<sup>[147]</sup> Aufgrund dieser Eigenschaften ist Fe<sub>3</sub>Si ideal geeignet zur Verwendung in spintronischen Anwendungen.

Neben der perfekt geordneten **D0<sub>3</sub>**-Phase des Fe<sub>3</sub>Si existiert es in zwei weiteren Pha-



sen. Sie unterscheiden sich anhand des Ordnungsgrades. Dieser ist für die **D0<sub>3</sub>**-Phase entsprechend 100 %. Einen geringeren Grad von 50 % weist Fe<sub>3</sub>Si in der **B2**-Struktur, CsCl-Typ, mit der Raumgruppe  $Pm\bar{3}m$  (221) auf. Das Gitter in dieser Phase entspricht demjenigen der **D0<sub>3</sub>**-Phase in Abbildung 2.4, es durchmischen sich nun jedoch zufällig die Atome des Untergitters B und D. Finden sich auch auf den Untergittern A und C Si-Atome, so liegt Fe<sub>3</sub>Si in der komplett ungeordneten Phase **A2** vor. Experimentell wird der Ordnungsgrad im Allgemeinen durch Röntgenbeugung bestimmt. Hier treten für einen **A2**-Strukturtyp ausschließlich die fundamentalen Reflexe auf, d. h. Reflexe deren  $h, k$  und  $l$  sämtlich gerade sind und die Quersumme ein ganzzahliges Vielfaches von 4 ist. Für eine **B2**-Struktur kommen hingegen auch die Reflexe hinzu, deren  $h, k$  und  $l$  ebenfalls sämtlich gerade sind, für die Quersumme jedoch  $h + k + l = 2n$  gilt. Der **D0<sub>3</sub>**-Typ zeigt schließlich auch diejenigen Reflexe mit ungeraden Miller-Indizes.<sup>[46]</sup>

Neben den idealen ferromagnetischen Eigenschaften des Fe<sub>3</sub>Si, besticht die Materialkombination von GaAs/Fe<sub>3</sub>Si-Hybrid-Strukturen, wie sie für die vorliegende Arbeit ausgewählt wurde, jedoch zusätzlich noch durch zwei weitere, wesentliche Eigenschaften. Als erstes ist hier die nahezu perfekte Gitterangepasstheit von GaAs und Fe<sub>3</sub>Si zu nennen. Neben übereinstimmender Gitterkonstante liegen beide Materialsysteme zudem in dem kubischen *fcc*-System vor.<sup>[46–48]</sup> Zweitens zeigen die Grenzflächen des GaAs und Fe<sub>3</sub>Si eine wesentlich größere Stabilität gegenüber thermisch induzierten Grenzflächenreaktionen als gewöhnliche Ferromagnete wie Fe, Co, Ni oder Fe<sub>x</sub>Co<sub>1-x</sub>.<sup>[49]</sup>

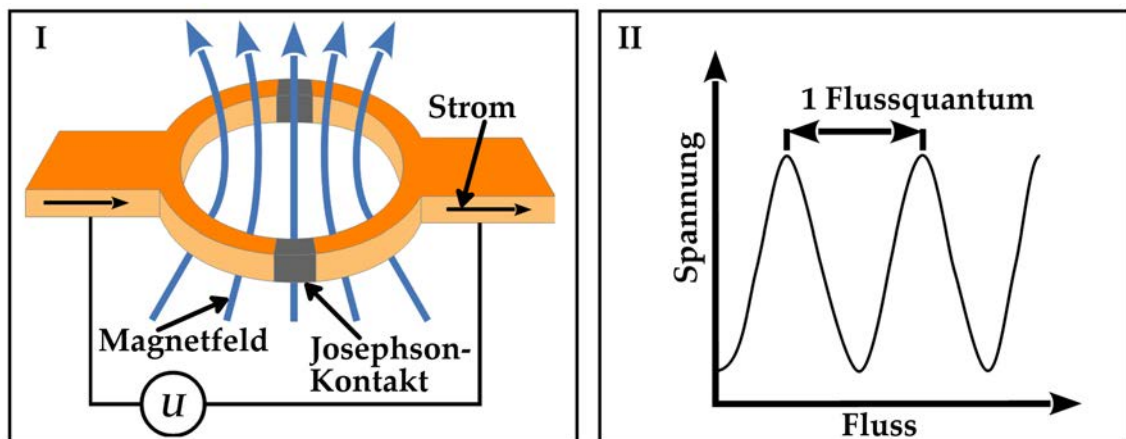
## 2.3. Methoden der magnetischen Charakterisierung

Für die magnetische Charakterisierung der Nanodraht-Hüllen mussten einige Standard-Techniken angepasst werden. Aus diesem Grund erfolgt hier eine Beschreibung aller in dieser Arbeit angewendeten Methoden. Sie stellen sämtlich Techniken der *Ex-situ*-Charakterisierung dar.

### 2.3.1. Magnetometrie

Die Magnetometrie mittels der supraleitenden Quanteninterferenz-Methode (SQUID) ist aufgrund ihrer extrem hohen Sensitivität geeignet, magnetische Felder mit einer Präzision von  $10^{-14}$  T und höher zu messen. Gewährleistet wird dies durch eine Kombination von supraleitenden Materialien mit Josephson-Kontakten. Die folgende Beschreibung ist angelehnt an<sup>[147]</sup>.

Das Herzstück bildet ein supraleitender Ring, welcher an zwei gegenüberliegenden Stellen durch je einen Josephson-Kontakt unterbrochen ist. Eine Skizze des Rings findet sich in Abbildung 2.5 I. Seine enorm hohe Sensitivität erreicht das SQUID aufgrund der fundamentalen Eigenschaft derartiger supraleitender Ringe. Sie können ma-



**Abbildung 2.5:** I Skizze des SQUID, des Herzstückes der Magnetometrie. Ein supraleitender Ring mit zwei Josephson-Kontakten. II Spannungssignal des SQUID, die Distanz zwischen zwei Maxima stellt eine Änderung des Magnetflusses von genau einem Flussquantum dar.

netische Felder nur in Vielfachen des magnetischen Flussquantums  $\Phi_0 = h/2e = 2,068 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$  aufnehmen. Sie übersetzen somit einen magnetischen Fluss in eine Spannung. Dies läuft wie folgt ab. Fließt durch den Ring ein Strom, so können Cooper-Paare durch die Josephson-Kontakte tunneln. Ein angelegtes magnetisches Feld ändert den Fluss und somit die quantenmechanische Phasendifferenz zwischen den beiden Kontakten. Dies wiederum hat Auswirkungen auf den kritischen Strom im Ring. Ein stetig steigendes oder sinkendes Magnetfeld bewirkt somit eine Oszillation der kritischen Stromstärke im Ring. Das Maximum wird dabei stets erreicht, wenn der Fluss einem ganzzahligen Vielfachen des Flussquantums entspricht. Gemessen wird in der Realität nicht der Strom, sondern die Spannung, welche über den Ring abfällt. Sie oszilliert in derselben Weise wie die Stromstärke, was in Abbildung 2.5 II dargestellt ist. Somit ändert sich der Fluss des Feldes von einem Spannungsmaxima zum nächsten um

genau ein Flussquantum.

Üblicherweise wird die Probe bei der Magnetometrie nicht direkt durch das SQUID bewegt, es befindet sich hingegen isoliert von der Probe und den magnetischen Feldern im Probenraum. Das durch die Probe erzeugte Magnetfeld wird durch eine Abnehmerspule aufgenommen, welche in Reihe mit einer zweiten Spule verbunden ist. Die zweite Spule agiert als Antenne. Sie ist magnetisch mit dem SQUID gekoppelt und übergibt das externe Feld schließlich an das SQUID. Dieses Arrangement aus zwei Spulen agiert somit als Fluss-Übersetzer. Dabei bedient man sich der Tatsache, dass sich der Fluss in einem supraleitenden Stromkreis nicht ändern kann. Bewirkt das Feld der Probe eine Änderung des Flusses durch die Abnehmerspule, so gilt dies in der gleichen Weise für die Antennenspule. Die Flussänderung wird schließlich durch das SQUID detektiert. Der Vorteil der Fluss-Übersetzer liegt in ihrer hohen Sensitivität für magnetische Felder und der Möglichkeit, die Abnehmerspule entsprechend der jeweiligen Messgeometrie zu fertigen. So sind die Abnehmerspulen in der Regel sehr viel größer als das SQUID selbst und so konfiguriert, dass sie nicht das Magnetfeld direkt aufnehmen, sondern seine erste oder höhere Ableitungen entlang einer bestimmten Richtung. Sie werden aufgrund dessen auch als Gradiometer bezeichnet. Da höhere Ableitungen des Magnetfeldes stärker mit der Distanz vom magnetischen Objekt abfallen als das Feld selbst, wird ein solches Gradiometer nicht so stark durch magnetische Interferenzen von weiter entfernten Quellen beeinflusst.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein MPMS SQUID der Firma *Quantum Design* verwendet.<sup>[150]</sup> Es umfasst mehrere Komponenten, wie den Probenschacht, einen Kryostaten, das SQUID, elektronische Steuereinheiten, etc. Der Probenschacht verfügt über eine sehr empfindliche Thermometer-Einheit. Er kann mit Hilfe des flüssigen und verdampfenden Heliums aus dem Kryostaten auf Temperaturen zwischen 1,9 und 400 K gebracht werden. Dabei erreicht er eine Genauigkeit von 0,01 K bei tiefen Temperaturen. Ein supraleitender Magnet stellt Felder bis hin zu 5 T bereit. Seine Auflösung beträgt bei geringen Feldern 0,1 Oe. Der Kryostat besteht aus einem Reservoir von flüssigem Helium, welches die supraleitenden Eigenschaften der benötigten Komponenten sichert. Dieses Reservoir wird zusätzlich gekühlt durch einen mit flüssigem Stickstoff gefüllten Mantel. Die Probe wird mittels eines Plastik-Strohhalms montiert auf einem Stab in den Probenschacht eingeführt. Ein Motor steuert die Bewegung des Probenstabs und gewährleistet, dass sich die Probe immer genau um das Zentrum der Abnehmerspule bewegt. Die gesamte Vorrichtung verfügt schließlich über eine Abschirmung gegen externe Felder.

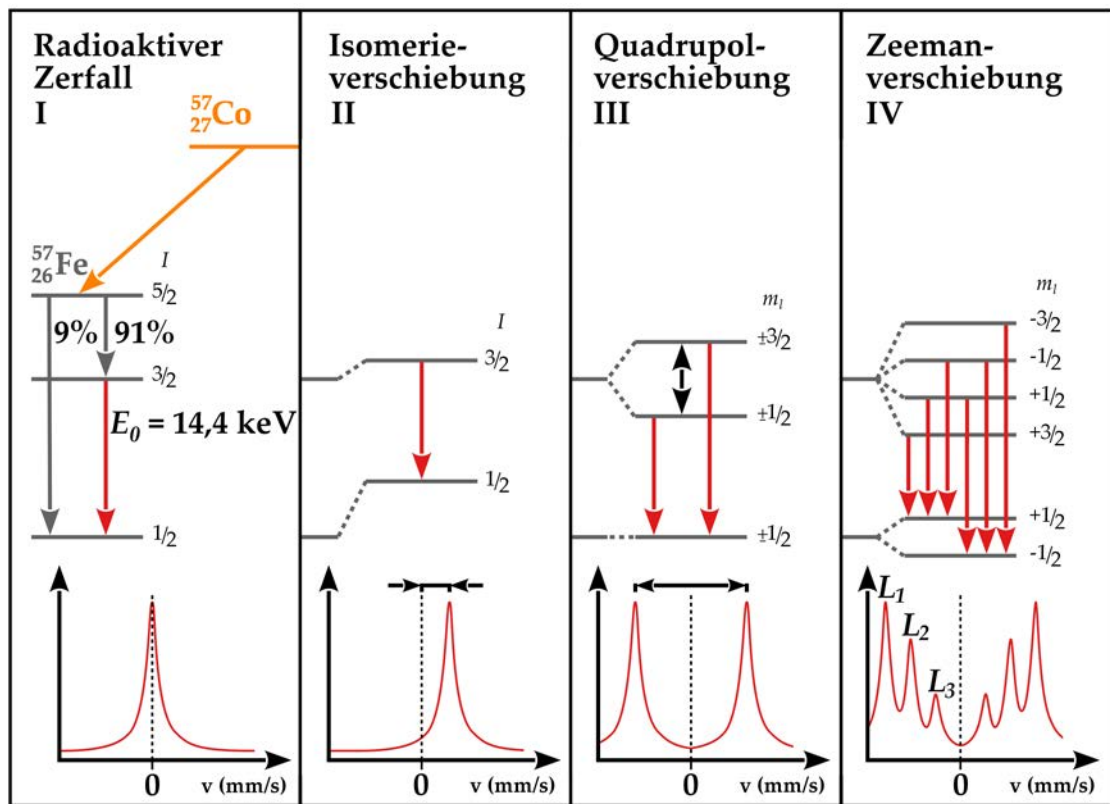
#### 2.3.2. Mössbauer-Spektroskopie

Bei der Mössbauer-Spektroskopie (MB) macht man sich sowohl den Mössbauer- als auch den Doppler-Effekt zu Nutzen, um Aufspaltungen der Hyperfeinstruktur in den Absorptions- und Emissionsspektren von Materialien aufzuzeichnen. Mit der MB werden somit Wechselwirkungen im Bereich von  $10^{-8}$  bis  $10^{-6}$  eV aufgelöst. Für die MB braucht es je nach zu untersuchendem Material geeignete Quellen von  $\gamma$ -Strahlung. Diese finden sich bei dem radioaktiven Zerfall von verwandten Isotopen. In der vorliegenden Arbeit wurde MB an  $^{57}\text{Fe}$ , welches in den hier hergestellten Proben enthalten ist, durchgeführt. Aufgrund dessen wird die folgende Erklärung anhand des Beispiels Fe gegeben, angelehnt an Frauenfelder<sup>[151]</sup>.

Als Quelle dient hier radioaktives  $^{57}\text{Co}$  mit einer Halbwertszeit von 270 d. Bei seinem

## 2. Vorbetrachtungen

Zerfall durch Elektroneneinfang, dargestellt in Abbildung 2.6, entsteht hoch-angeregtes  $^{57}\text{Fe}$ . Dieses geht durch die Emission von  $\gamma$ -Strahlung in den Grundzustand über. Ge-



**Abbildung 2.6:** Skizze der Mössbauer-Spektroskopie (MB) I Das durch den radioaktiven Zerfall von  $^{57}\text{Co}$  durch Elektroneneinfang angeregte  $^{57}\text{Fe}$  geht größtenteils durch die Emission eines  $\gamma$ -Quanten in den Grundzustand über. Diese  $\gamma$ -Strahlung wird als Quelle für die MB verwendet. II Durch verschiedene Isotope des Fe verschiebt sich das Zentrum in der MB. III Die Quadrupol-Wechselwirkung führt zu einer Aufspaltung in der Quantenzahl  $l$  und somit zum MB-Dublett. IV Aufgrund der Zeeman-Wechselwirkung entstehen im MB-Spektrum Sextette.

nutzt wird bei der MB der Übergang  $\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$  mit der Energie von 14,4 keV und einer Halbwertszeit von  $1,4 \cdot 10^{-7}$  s. Aus der Heisenbergschen Unschärferelation ergibt sich für diesen Übergang eine Lorentz-Kurve mit einer Halbwertsbreite von  $\Gamma = 4,7 \cdot 10^{-9}$  eV. Bezogen auf die Anregungsenergie im keV-Bereich erreicht die MB somit Spitzenwerte im Auflösungsvermögen von  $2\Gamma/E_0 = 6,5 \cdot 10^{-13}$ .

Um mit dieser  $\gamma$ -Strahlungsquelle Spektroskopie betreiben zu können, muss sie energetisch kontinuierlich über einen gewissen Bereich variiert werden. Für diese Modulation der Energie wird der Doppler-Effekt genutzt, welcher bei der Relativbewegung von Quelle zu Absorber auftritt. Die Energie ergibt sich somit durch

$$E_\gamma = E_0 \left( 1 \pm \frac{|v|}{c} \right). \quad (2.2)$$

Dabei bedeutet das Plus eine Bewegung von der Quelle in Richtung des Absorbers, das Minus hingegen vom Absorber weg. In der Regel wird darauf verzichtet, das MB-

Spektrum über der Energie aufzutragen. Als Bezeichnung der x-Achse hat sich hingegen die Geschwindigkeit in Millimetern pro Sekunde durchgesetzt.

Gleiche Fe-Nuklide im Absorber, d. h. in der Probe, können die  $\gamma$ -Strahlung resonant absorbieren, wenn sich die Emissions- und Absorptionslinien überlappen. Dies ist für freie Atome aufgrund der enorm kleinen Halbwertsbreite und des mit der Emission, bzw. Absorption verbundenen Rückstoßes nicht gegeben. Für Atome in einem festen Kristallgitter kann der Rückstoß jedoch vom gesamten Kristall aufgenommen werden. Die Rückstoßenergie ist somit verschwindend gering und die Bedingungen für resonante Emission bzw. Absorption bleiben erhalten. Dies ist der Mössbauer-Effekt.

Die Hyperfeinstrukturen in den MB-Spektren sind in den Abbildung 2.6 II bis IV skizziert. Dabei finden sich am linken Rand jedes Bildes die unberührten Energieniveaus des  $^{57}\text{Fe}$ ,  $I = 1/2$  und  $I = 3/2$ . Die gestrichelten Linien geben die durch verschiedene Wechselwirkungen verursachte Energieniveau-Verschiebung wider. Die relativen Energieniveau-Positionen zueinander sowie die Energieverschiebungen in der Skizze sind dabei jedoch nicht maßstabsgetreu. Die Isomerieverschiebung geht auf verschiedene Isotope im Absorber zurück. Ein oder mehrere Neutronen mehr oder weniger im Atomkern ändern dessen Kernradius und diese Änderung wiederum verschiebt aufgrund der Monopolwechselwirkung mit der elektronischen Ladungsdichte die Energieniveaus. Im MB-Spektrum äußert sich dies durch eine konstante Verschiebung, demonstriert durch die schwarzen Pfeile in Bezug zur Nulllinie. Für Kernniveaus mit einer Drehimpulsquantenzahl größer als  $1/2$  kommt zur Isomerieverschiebung die elektrische Quadrupol-Wechselwirkung von nicht kugelsymmetrischen Kernladungsverteilungen hinzu. Hier interagiert das Kernquadrupolmoment mit der elektronischen Umgebung und spaltet die Energieniveaus somit nach der Quantenzahl  $l$  auf. Aufgrund der Auswahlregeln ergeben sich nun zwei Übergänge. Sie werden im MB-Spektrum als Dublett beobachtet. Ihr Abstand (schwarzer Pfeil in Abbildung 2.6 III) entspricht exakt der Energie des Übergangs ( $I = \frac{3}{2}, m_l = \pm\frac{3}{2}$ )  $\rightarrow$  ( $I = \frac{3}{2}, m_l = \pm\frac{1}{2}$ ), welcher ebenfalls durch einen schwarzen Doppelpfeil gekennzeichnet ist. Die Zeeman-Wechselwirkung führt in der MB schließlich zu den markanten Sextetts. Hier wechselwirkt das Kernmoment mit einem Magnetfeld. Dies können im Fall von ferro- oder antiferromagnetischen Materialien auch interne Felder sein. Die Energieniveaus spalten nach der Quantenzahl  $m_l$  auf. Die im Spektrum angegebenen Linien  $L_1$ ,  $L_2$  und  $L_3$  entsprechen den Übergängen

$$\begin{aligned} \left( I = \frac{3}{2}, m_l = \mp\frac{3}{2} \right) &\rightarrow \left( I = \frac{1}{2}, m_l = \mp\frac{1}{2} \right), \\ \left( I = \frac{3}{2}, m_l = \mp\frac{1}{2} \right) &\rightarrow \left( I = \frac{1}{2}, m_l = \mp\frac{1}{2} \right) \\ &\text{und} \\ \left( I = \frac{3}{2}, m_l = \pm\frac{1}{2} \right) &\rightarrow \left( I = \frac{1}{2}, m_l = \mp\frac{1}{2} \right). \end{aligned}$$

Über die Intensitätsverteilung  $I(L_1):I(L_2):I(L_3)$  dieser Linien kann auf die Spinpolarisierung im Absorber geschlossen werden. Es gilt für eine Magnetisierung parallel zum  $\gamma$ -Strahl ein Verhältnis von 3:0:1, 3:4:1 hingegen, wenn die Magnetisierung senkrecht zum  $\gamma$ -Strahl orientiert ist. Mittels der MB lassen sich somit Fragestellungen der Festkörperphysik wie Kristallordnung, interne Felder, Störstellen, magnetische Konfiguration u.v.m. studieren.

Die MB-Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden von Prof. Dr. Peter Schaaf von

## 2. Vorbetrachtungen

der FG Werkstoffe der Elektrotechnik des Instituts für Mikro- und Nanotechnologie MacroNano(R) an der TU Ilmenau ausgeführt. Angeregt wurde für die Untersuchungen im Konversionselektronenmodus<sup>[152]</sup> bei Raumtemperatur mit einer auf einem Antrieb mit konstanter Beschleunigung befindlichen  $^{57}\text{Co}$  (Rh)-Quelle. Die nach der resonanten Absorption der  $\gamma$ -Strahlen entstandenen Konversionselektronen wurden mittels eines proportionalen He/CH<sub>4</sub> Durchfluss-Detektors registriert.<sup>[153]</sup> An die in einem 1024-Multikanal-Analysator gespeicherten Spektren wurden schließlich sich überlagernde Lorentz-Linienprofile mit der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Kalibriert wurde der Aufbau ebenfalls bei Raumtemperatur mit einer 25  $\mu\text{m}$ -dicken Fe-Folie, worauf alle Isomerieverschiebungen bezogen wurden. Alle Berechnungen, basierend auf relativen Flächen, beruhen auf der Annahme gleicher Mössbauer-Lamb-Faktoren der hier vorliegenden Fe-Positionen.<sup>[154]</sup>

### 2.3.3. Ablöseverfahren für die magnetische Einzeldrahtcharakterisierung

Magnetometrie und Mössbauer-Spektroskopie eignen sich für die magnetische Charakterisierung von anlagenfrischen Proben, d. h. von einem großen Ensemble von Nanosäulen. Ungeeignet sind sie hingegen für die Untersuchung einzelner Nanodrähte. Um die individuellen, magnetischen Eigenschaften der hier vorgestellten Säulen aufzuzeichnen wurden die später beschriebenen Techniken der Magnet-Kraft-Mikroskopie und der Magnetotransport-Untersuchungen verwendet. Für diese Messungen an Einzeldrähten müssen Nanosäulen jedoch zuvor von anlagenfrischen Probenstückchen abgelöst und auf ein sauberes Trägersubstrat aufgebracht werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden dafür je nach Verwendungszweck drei verschiedene Ansätze gewählt bzw. neu entwickelt, die im folgenden kurz dargestellt werden.

### Mechanisches Ablösen - trockenes Ausstreuen

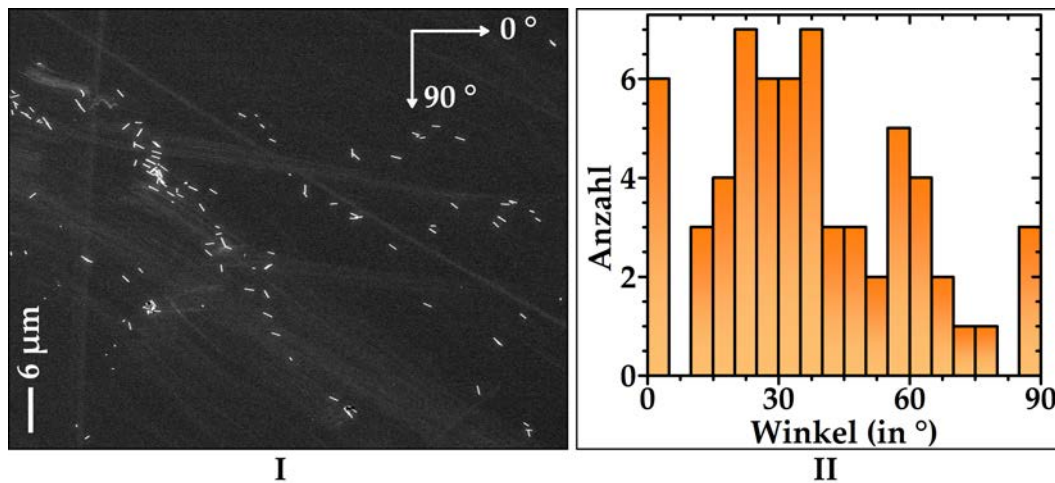
Nanosäulen können mittels verschiedener Hilfsmittel wie zum Beispiel der Ecke eines Reinraumtuches, der Schneide eines Skalpells, der Spitze einer Pinzette oder vollkommen ohne zusätzliche Werkzeuge vom anlagenfrischen Probenstück abgekratzt und auf einem sauberen, neuen Trägersubstrat abgestreift werden.

Beim Arbeiten ohne Werkzeuge wird das anlagenfrische Probenstück mit der Seite der anhaftenden Nanodrähte gegen das neue Trägersubstrat gepresst und seitlich davon abgezogen. Diese Technik hinterlässt etliche Millimeter-lange Nanosäulen-Spuren in denen die Säulen sehr dicht und oft übereinander liegen, was für eine Charakterisierung einzelner Nanodrähte wenig geeignet ist.

Jedes Werkzeug führt außerdem zu einer typischen Verteilung der Nanosäulen auf dem neuen Trägersubstrat und benötigt eine mehr oder weniger große Fläche von anlagenfrischem Material. Skalpell und Pinzette verbrauchen das geringste Probenvolumen, hinterlassen jedoch fast ausschließlich Cluster von vielen Säulen. Mittels eines Reinraumtuches lässt sich am ehesten eine homogene Verteilung von einzeln liegenden Nanosäulen erreichen, dabei zieht man jedoch Ausgangsmaterial von einigen Quadratmillimetern Fläche in Mitleidenschaft. Das zum mechanischen Ausstreuen der Nanodrähte gewählte Werkzeug sollte somit mit Bedacht ausgesucht werden.

Allen Werkzeugen und dem Ausstreuen ohne Hilfsmittel gemeinsam sind erstens eine zufällige Orientierung der Nanosäulen auf dem neuen Trägersubstrat, zweitens eine hohe Reinheit der Einzeldrahtproben und drittens jedoch gleichzeitig ein sehr häufig

auftretendes Zerbrechen der Drähte. Die hohe Reinheit der mittels mechanischem Ablösen präparierten Proben prädestiniert diesen Ansatz für die Einzeldrahtcharakterisie-



**Abbildung 2.7:** Beispiel des mechanischen Ablöses der Nanosäulen. I REM-Aufnahme von mechanisch mittels eines Reinraumtuches abgelöst und ausgestreuten, 1-µm-langen Nanosäulen. II Histogramm der Nanodraht-Ausrichtung (gemittelt über mehrere REM-Aufnahmen).

rung, das Zerbrechen der Drähte und ihre zufällige Orientierung limitieren es dennoch auf nur wenige Anwendungen. Für Magnet-Kraft-Mikroskopie (MFM) sind die so hergestellten Proben ideal, für Magnetometrie-Messungen, wo die Ausrichtung der Drähte bezüglich des angelegten äußeren Magnetfeldes eine entscheidende Rolle spielt, und für die elektrische Kontaktierung der Säulen für Magnetwiderstandsmessungen sind sie jedoch gänzlich ungeeignet.

Alle Proben zur Einzeldrahtcharakterisierung mittels MFM wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit dieser mechanischen Ablöse-Technik unter Zuhilfenahme eines Reinraumtuchs präpariert. Als Beispiel einer solchen Einzeldrahtprobe findet sich in Abbildung 2.7 das Rasterelektronenmikroskop-Bild (REM) von ausgestreuten Nanosäulen der bei 100 °C mit Fe<sub>3</sub>Si ummantelten GaAs-Nanodrähte der Länge von 1 µm zusammen mit einem Histogramm der Ausrichtung dieser Säulen.

### Ultraschall-Ablöse - nasses Ausstreuen

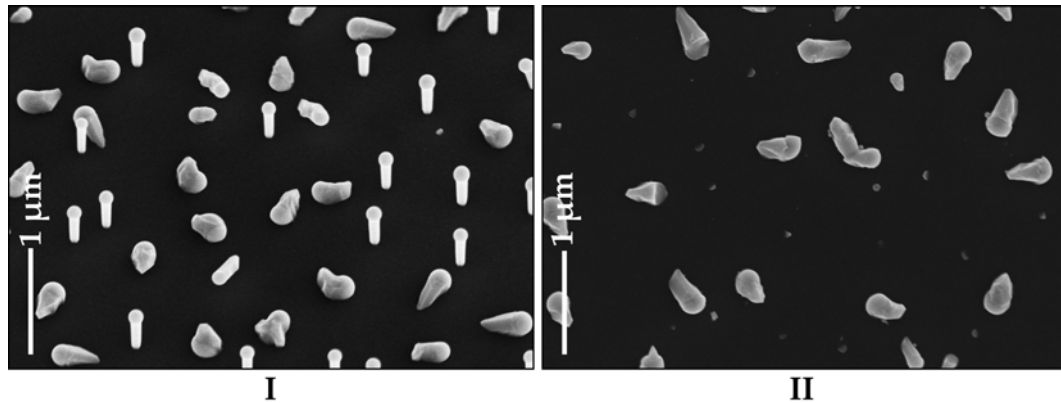
Im Gegensatz zu den GaAs-Kristalliten zwischen den Nanosäulen, lassen sich die Säulen sehr einfach mittels Ultraschall in einem Lösungsmittelbad vom anlagenfrischen Probenstück ablösen. Dies ist in Abbildung 2.8 mittels eines Vorher-Nachher REM-Bildes dargestellt.

Danach befinden sich die Nanodrähte in einer Lösung. Tropfen dieser Lösung kann man nun ganz einfach mit einer Pipette auf ein sauberes Probenstück aufbringen. Sobald das Lösungsmittel verdampft ist, liegen nur noch die in dem Tropfen enthaltenen Nanosäulen auf dem Trägersubstrat.

Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Säulen sowohl im Ultraschallbad von einigen Minuten als auch später durch die Pipette nicht zerbrechen. Es lassen sich somit auch sehr lange Nanodrähte problemlos auf ein Trägersubstrat transferieren. Der Nachteil der Ultraschall-Ablöse besteht in der Notwendigkeit eines Lösungsmittels. Zwar sind

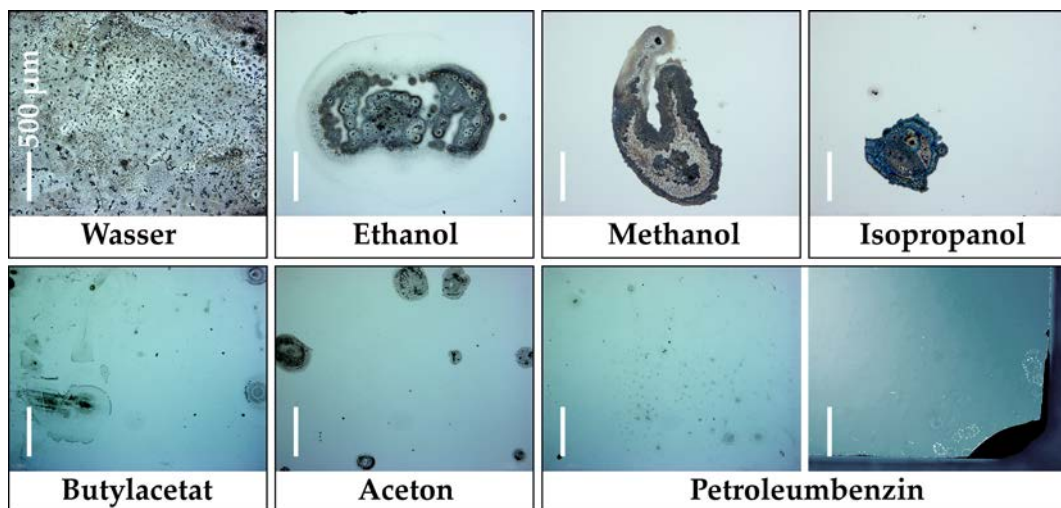


## 2. Vorbetrachtungen



**Abbildung 2.8:** Beispiel des Ablöses der Säulen im Ultraschallbad. **I** REM-Aufnahme leicht verkippt zur Probenormale von einem anlagenfrischen Probenstück vor dem Ultraschallbad. **II** REM-Aufnahme desselben Probenstückes nach dem Bad.

Reaktionen zwischen dem Lösungsmittel und den Nanosäulen sehr unwahrscheinlich und konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht beobachtet werden, das Verdampfen des Lösungsmittels von dem Trägersubstrat verläuft jedoch selten rückstandslos. Aufgrund



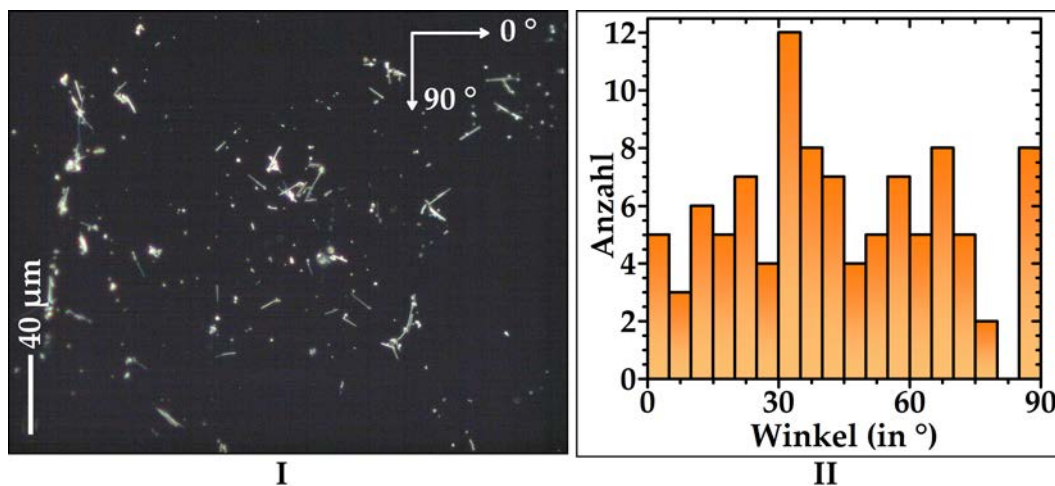
**Abbildung 2.9:** Beispiel des Ablöses von 10-µm-langen Nanosäulen im Ultraschallbad mit verschiedenen Lösungsmitteln. Die Säulen sind nicht, die Rückstände hingegen sind deutlich zu erkennen, dabei beträgt die Skala auf jedem Bild 500 µm.

dieses Problems wurden hier sieben Lösungsmittel von demineralisiertem Wasser über verschiedene Alkohole, Butylacetat, Aceton bis hin zu Petroleumbenzin getestet. Eine Übersicht von Lichtmikroskopbildern ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Die wenigsten Rückstände konnten mit Petroleumbenzin erreicht, jedoch, wie deutlich zu erkennen ist, auch nicht ganz verhindert werden.

Im Allgemeinen lässt sich mit jedem der hier getesteten Lösungsmittel eine nahezu homogene Verteilung einzelner Nanodrähte mit zufälliger Ausrichtung erreichen. Auf der Probenfläche jedoch, auf welcher sich die Peripherie der/des Flüssigkeitstropfen/s vor dem Verdampfen befand (häufig der Probenrand), ist die Dichte der ausgestreuten



ten Säulen bei allen Lösungsmitteln bis auf Petroleumbenzin deutlich erhöht und infolge dessen liegen die Drähte dort selten einzeln. Abbildung 2.10 veranschaulicht die zufällige Orientierung der Nanodrähte durch eine Lichtmikroskopaufnahme und ein



**Abbildung 2.10:** Beispiel des Ablösens von 10-µm-langen Nanosäulen im Ultraschallbad mit Petroleumbenzin. I Lichtmikroskopaufnahme. II Histogramm der Nanodraht-Ausrichtung (gemittelt über mehrere Bilder).

Histogramm von ausgestreuten 10-µm-langen Nanosäulen, welche bei 15 °C mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  umhüllt wurden. Gelöst wurden sie zuvor in Petroleumbenzin.

Unterschiede in der Nanodraht-Verteilung zwischen den Lösungsmitteln ergeben sich in erster Linie aus ihren unterschiedlichen Oberflächenspannungen und Verdampfungsraten. So neigen einige mehr, andere weniger dazu, während des Verdampfungsprozesses mehrere kleine Tropfen zu bilden, anstelle den aufgebracht, großen Tropfen beizubehalten. Die Position dieser kleinen Tropfen auf der Probe variiert dabei außerdem von einer zufälligen Verteilung bis hin zu einer Ausrichtung in den Probenecken und somit variiert auch die Verteilung der Säulen. Die Ausrichtung der Drähte wird einzig durch Isopropanol und Ethanol beeinflusst. Zwar liegen die Säulen auch für diese beiden Flüssigkeiten in der Probenmitte in zufälliger Orientierung, die Drähte an der Peripherie des Tropfens orientieren sich hingegen bevorzugt in radialer Richtung und dies unabhängig davon, ob sie mit magnetischem Material ummantelt sind oder nicht.

Würden die Lösungsmittel rückstandslos verdampfen, wäre die Ultraschall-Ablöse aufgrund der Tatsache, dass die Nanosäulen hier nicht zerbrechen und sich eine nahezu homogene Verteilung einzeln liegender Säulen erreichen lässt, die ultimative Methode um Proben für eine Einzeldrahtcharakterisierung zu präparieren. Tatsächlich jedoch sind die Rückstände, die bevorzugt an Unebenheiten der Oberfläche, d. h. den Nanosäulen, anhaften, selbst bei Petroleumbenzin noch so störend, dass MFM-Messungen an diesen Drähten nur begrenzt möglich sind. Für SQUID-Untersuchungen und das Kontaktieren der Säulen zu Magnetwiderstandsmessungen sind die so hergestellten Proben ebenfalls ungeeignet, da die Drähte wie beim mechanischen Ablösen keine Vorzugsorientierung aufweisen. Deshalb wurde die Ultraschall-Ablöse wie im Folgenden beschrieben modifiziert.

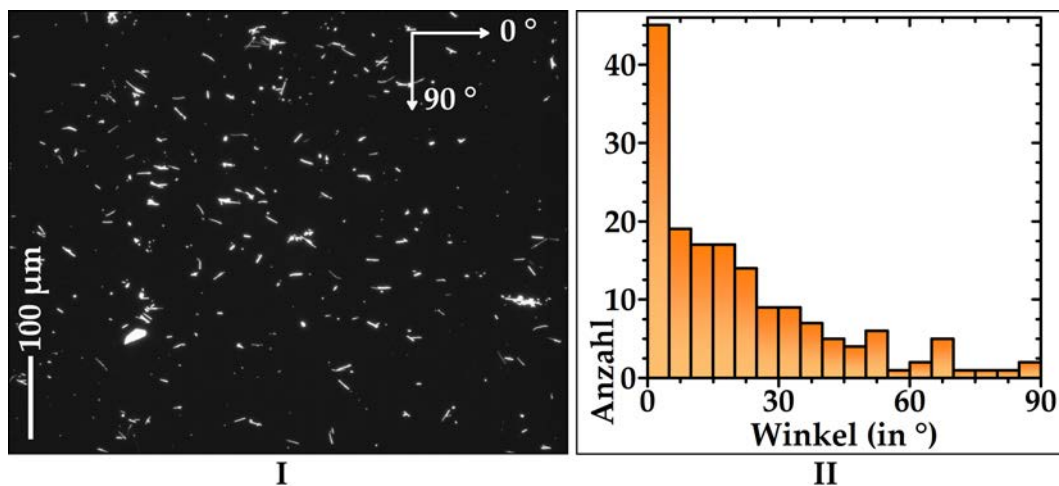
## Ultraschall-Ablöse mit Feld - nasses Ausstreuen im Feld

Nach dem Prozess des Ablösens mittels Ultraschall befinden sich die Nanodrähte in einer Flüssigkeit. Die in dieser Arbeit vorliegenden Nanosäulen besitzen darüber hinaus eine magnetische Hülle, welche auf äußere Magnetfelder reagieren kann. Bringt man



**Abbildung 2.11:** Aufbau zum gerichteten Ausstreuen der Nanosäulen in einem homogenen Magnetfeld.

einen Tropfen der Flüssigkeit in einem homogenen Magnetfeld auf das neue Träger-substrat auf, so liegen die Drähte nicht mehr in einer zufälligen Orientierung, sondern richten sich entsprechend der Richtung des äußeren Magnetfeldes und der Ausrichtung ihrer spontanen Magnetisierung aus.



**Abbildung 2.12:** Beispiel des Ausstreuens von 10-µm-langen Nanosäulen im Magnetfeld von rund 75 mT. I Lichtmikroskopaufnahme. II Histogramm der Nanodraht-Ausrichtung (gemittelt über mehrere REM-Aufnahmen).

Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Vorrichtung, dargestellt in Abbildung 2.11, zum Ausstreuen der Säulen in einem homogenen Magnetfeld aufgebaut. Sie umfasst zwei auf einem Aluminiumgestell montierte, wassergekühlte Spulen mit Eisenkern. Im Zwischenraum der Eisenkerne von ca. 3 cm, wo sich mit einem Strom

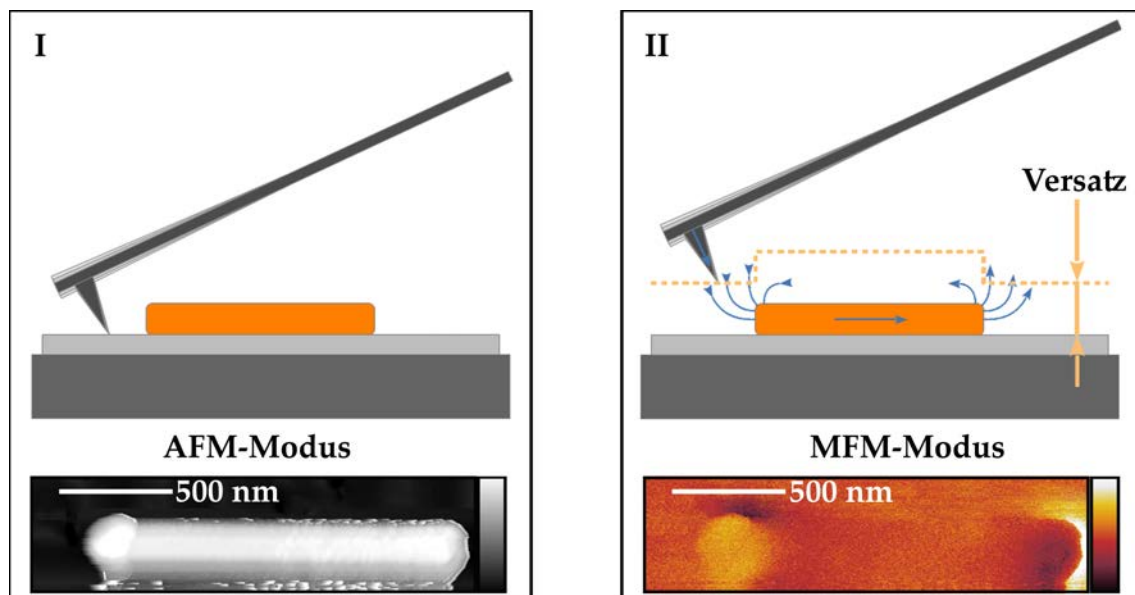
durch die Spulen bis maximal 18 A eine magnetische Flußdichte von bis zu 75 mT erreichen lässt, wird mittig das saubere Trägersubstrat ausgerichtet. Nun kann der Tropfen mit gelösten Nanosäulen aufgebracht werden. Bis dieser restlos verdampft ist, sollte die Probe weder bewegt noch aus dem Feld genommen werden.

Wie in Abbildung 2.12 für 10- $\mu\text{m}$ -lange Nanosäulen, umhüllt mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  bei 15 °C, exemplarisch dargestellt ist, lassen sich die Nanosäulen mit dieser Methode tatsächlich auf dem Trägersubstrat orientieren. Dabei entspricht  $\varphi = 0^\circ$  der Ausrichtung des Magnetfeldes während des Ausstreuens. Wie aus Abbildung 2.12 hervorgeht, richten sich die Säulen überwiegend parallel zum Magnetfeld aus. Darüber hinaus neigen sie dazu längere Ketten mehrerer Säulen anstatt ungeordnete Cluster wie in Abbildung 2.10 zu bilden.

Mit der Ultraschall-Ablöse mit Feld lassen sich somit Proben für eine Einzeldrahtcharakterisierung, bei der die Ausrichtung der Nanosäulen eine entscheidende Rolle spielt, herstellen. Das auch hier vorhandene Problem der Lösungsmittelrückstände darf jedoch nicht aus den Augen verloren werden.

#### 2.3.4. Magnet-Kraft-Mikroskopie

In der Magnet-Kraft-Mikroskopie (MFM) <sup>[155–160]</sup> macht man sich die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung zunutze. Die ihr zugrunde liegende Technik ist genau dieselbe wie diejenige der Atom-Kraft-Mikroskopie (AFM).



**Abbildung 2.13:** Messprinzip in der MFM. **I** Zuerst wird die Probe im normalen AFM-Modus mit sehr geringem Abstand zwischen Probe und Spitze abgetastet. **II** Danach wird jede Linie nochmals abgefahren. Der Abstand wird nun um einen konstanten Versatz vergrößert und entsprechend des vorher aufgenommenen Topologie-Signals moduliert.

In der MFM wird jede Linie des Rasters über der Probe zweimal abgetastet und man arbeitet im Gegensatz zur AFM mit einer magnetischen Spitze. Im Allgemeinen werden magnetische MFM-Sonden einfach dadurch hergestellt, dass man eine normale AFM-Spitze mit einem ferromagnetischen Film ummantelt. Aufgrund dessen ist der Nadelra-

## 2. Vorbetrachtungen

dius in der MFM oft größer und die laterale Auflösung somit kleiner als in der AFM. Da die hier untersuchten Nanosäulen jedoch Durchmesser und Längen weit über 10-20 nm besitzen stellt dies hier kein Problem dar. Gearbeitet wurde mit Spitzen des Typs *MESP* der Firma *Veeco*. Das Federblatt dieser Sonden besitzt eine Länge von 200-250  $\mu\text{m}$  und ist 23-33  $\mu\text{m}$  breit. Federblatt und Spitze sind mit einer magnetischen und, um statische Aufladungseffekte zu vermeiden, ebenfalls leitenden Co-Cr-Legierung überzogen. Die Spitze hat eine Höhe von ca. 15  $\mu\text{m}$  und einen Spitzenradius, d.h. eine maximal mögliche laterale Auflösung, von 35 nm. Das Federblatt besitzt darüber hinaus eine Federkonstante im Bereich von 1-5 N/m und eine Resonanzfrequenz zwischen 50-100 kHz.

Beim ersten Abtasten der Probe wird im AFM-Modus gearbeitet, d.h. der Abstand zwischen Spitze und Probe liegt im Bereich von rund 1 nm bis einige 10 nm. Dies ist in Abbildung 2.13 I skizziert. In diesem Bereich dominieren die anziehenden Van-der-Waals-Kräfte zwischen den Dipolen der Atome in der Spitze und denjenigen der Probe. Mittels dieser Wechselwirkung lässt sich die Topologie der Probe abbilden, welche stets das erste Rasterbild in der MFM darstellt. Danach wird die Spitze um die zuvor ermittelte Probentopologie plus einige 10-100 nm angehoben und die Probe, wie in Abbildung 2.13 II skizziert, wird nochmals abgetastet. In diesem Bereich über der Probenoberfläche dominieren nun elektro- und magnetostatische Kräfte.

Der Kontrast einer MFM-Messung gibt ein Maß für die Komponente des magnetischen Streufeldes des abgerasterten Objekts senkrecht zur Probenoberfläche. Gemessen wird sie durch die Phasenverschiebung der tatsächlichen Nadelbewegung in Bezug zur Phase ihrer Treiberfrequenz. Die Einheit ist dabei üblicherweise das Grad. Eine theoretische Beschreibung der MFM ergibt nach im Internet verfügbaren Arbeiten der Firma *NT-MDT*<sup>[155,156]</sup> für Atom- und Magnet-Kraft-Mikroskope und Standardlehrbüchern der Elektrodynamik<sup>[161,162]</sup> das folgende Bild. Die getriebene Bewegung der Spitze kann für kleine Auslenkungen nach dem Konzept eines harmonischen Oszillators beschrieben werden, welcher mit der Resonanzfrequenz  $\omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}$  periodisch angeregt wird. Hier ist  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$  die Eigenfrequenz des Spitzenauslegers mit der Federkonstante  $k$ , der Masse  $m$  und der Dämpfungskonstante  $\delta$ . Wirkt auf die Spitze nun durch die magnetische Wechselwirkung mit der Probe entlang der Probensenkrechte (o.B.d.A. der  $z$ -Achse) eine zusätzliche, kleine Kraft, so ändert sich die Resonanzfrequenz zu

$$\Omega_r = \sqrt{\omega_r^2 - \frac{\omega_0^2}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z}}. \quad (2.3)$$

Für kleine Winkelabweichungen kann diese Gleichung entwickelt werden, so dass gilt:

$$\Omega_r - \omega_r \approx -\frac{\omega_0}{2k} \frac{\partial F_z}{\partial z}. \quad (2.4)$$

Somit ist die Phasenverschiebung der Nadelbewegung direkt proportional zum Gradienten des Kraftfeldes.

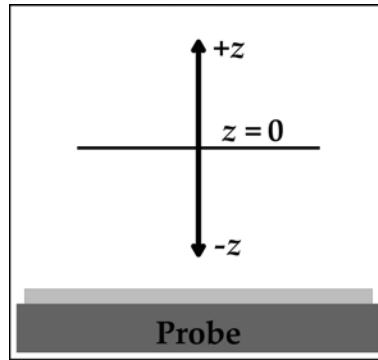
Das allgemeine Koordinatensystem der MFM ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Wirkt keine Kraft auf die Spitze, so befindet sich diese an der Position  $z = 0$ . Eine anziehende Kraft ist in  $(-z)$ -Richtung gerichtet und besitzt einen negativen Betrag, ihr Gradient wird positiv. Nach der obigen Gleichung wird die Phasenverschiebung infolgedessen negativ, die Resonanzfrequenz der Nadel sinkt. Dies entspricht somit dunklen Bereichen im MFM-Topologiebild der Abbildung 2.13 II, helle Bereiche hingegen stellen abstoßen-

de Kräfte dar.

Um aus einem mittels MFM gemessenen Kontrastbild auf die Magnetisierung der Probe zu schließen, bleibt nun die Kraftwirkung im Magnetfeld der Probe auf die magnetische Spitze zu berechnen. Diese ergibt sich allgemein aus der Integration der Kraft auf eine Volumeneinheit  $dV$  innerhalb der Spitze am Ort  $\vec{r}_0 + \vec{r}$  über das Volumen<sup>[156]</sup>:

$$F = \int dV \nabla_{\vec{r}} \{ M_t(\vec{r}) \cdot H(\vec{r}_0 + \vec{r}) \}. \quad (2.5)$$

Dabei befindet sich die Spitze mit dem magnetischen Moment  $M_t$  am Ort  $\vec{r}_0$ . Dieser Zusammenhang ist im allgemeinen nicht lösbar, denn neben der genauen Beschreibung des Momentes der Spitze muss ebenfalls das Magnetfeld der Probe bekannt sein.



**Abbildung 2.14:** Koordinatensystem der Magnet-Kraft-Mikroskopie.

Um das Moment der Nadel anzunähern kann sie entweder als ein magnetischer Punktdipol oder ein effektiver Monopol mit einer magnetischen Ladung betrachtet werden.<sup>[156]</sup> In der ersten Approximation wird die Spitze durch einen punktförmigen Dipol am Ort  $\vec{r}_m$  mit einem effektiven magnetischen Dipolmoment  $m_{eff}$  ersetzt. Sowohl  $\vec{r}_m$  als auch  $m_{eff}$  müssen durch Eichung der Nadel experimentell ermittelt werden. In der Beschränkung auf die  $z$ -Achse gilt:

$$F(\vec{r}) = m_{eff} \frac{\partial H(\vec{r} + \vec{r}_m)}{\partial z}. \quad (2.6)$$

In der zweiten Näherung wird die Spitze als ein Hohlzylinder mit Zentrum am Ort  $\vec{r}_q$  und der sogenannten Monopolladung  $q$  betrachtet. Beides sind auch hier Größen, die durch Eichexperimente für jede Nadel bestimmt werden müssen. In  $z$ -Richtung gilt:

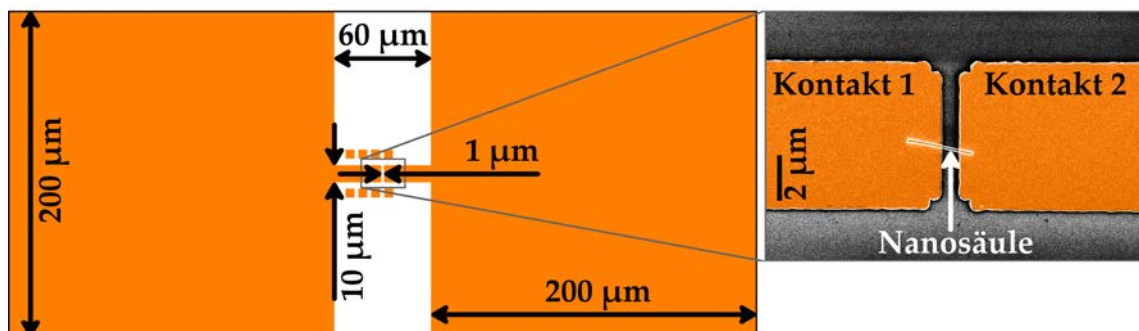
$$F(\vec{r}) = q H_z(\vec{r} + \vec{r}_q). \quad (2.7)$$

Aus beiden Näherung folgt somit, dass die in der MFM beobachtete Phasenverschiebung entweder proportional zur ersten oder zur zweiten Ableitung des magnetischen Feldes der Probe in  $z$ -Richtung ist. Um Kontrastbilder der MFM einer bestimmten Konfiguration der Magnetisierung zuordnen zu können, muss demzufolge zuerst dieses Feld bekannt sein. Für reale, magnetische Proben ist dies nicht exakt bzw. analytisch bestimmbar. Daher werden als zuverlässige Analyse-Werkzeuge numerisch basierte, mikromagnetische Simulationen eingesetzt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde hierfür das Software-Paket Nmag<sup>[163]</sup> verwendet.

### 2.3.5. Magnetotransport-Messungen

Magnetotransport-Messungen (MT) sind eine sehr leistungsfähige Methode um magnetische Anisotropien, Umkehr-Vorgänge, Streumechanismen etc. zu analysieren. Besonders für die hier vorgestellten magnetischen Nanostrukturen bietet sich diese Methode an. Zum Ersten ist sie aufgrund der sehr verschiedenen spezifischen Widerstände von Metallen und Halbleitern fast ausschließlich sensitiv für die metallischen Nanodraht-Hüllen. Zum Zweiten ist diese Methode im Gegensatz zur MFM ein sehr schnelles Verfahren, wodurch auch dynamische Prozesse abgebildet werden können, und zum Dritten ist der Messprozess selbst nicht abhängig von äußeren Feldern und zudem recht simpel.

Für den MT müssen einzelne Drähte elektrisch kontaktiert werden. Dies wurde mittels Photolithographie von *Dr. Abbas Tahraoui, Walid Anders, Sander Rauwerdink* und *Dionysios Xydias* durchgeführt. Nachdem die Säulen einzeln ausgestreut wurden und somit als Proben zur Kontaktierung bereit stehen, werden sie hierfür nochmals durch einen Plasma-Ätzschritt mit Sauerstoff gereinigt. Es folgt nun das Aufschleudern eines Haftvermittlers und des Photolacks. Dieser wird, maskiert durch die Kontakt-Schablone, belichtet. Eine Skizze der Maske befindet sich in Abbildung 2.15. Nach dem Belichten wird die Probe entwickelt und die geöffneten Strukturen werden im Anschluss durch Plasma- und chemische Ätzverfahren gereinigt. Nun werden die Metallkontakte, bestehend aus einer 10-nm-dicken Ti- und 100-nm-dicken Au-Schicht, aufgedampft. Nach dem abschließenden Ablösen des restlichen Photolacks und dem Bonden auf einem zweireihigen Steckhalter ist die Kontaktierung abgeschlossen. Rechts in der Abbildung 2.15 befindet sich als Beispiel das REM-Bild einer kontaktierten Nanosäule.



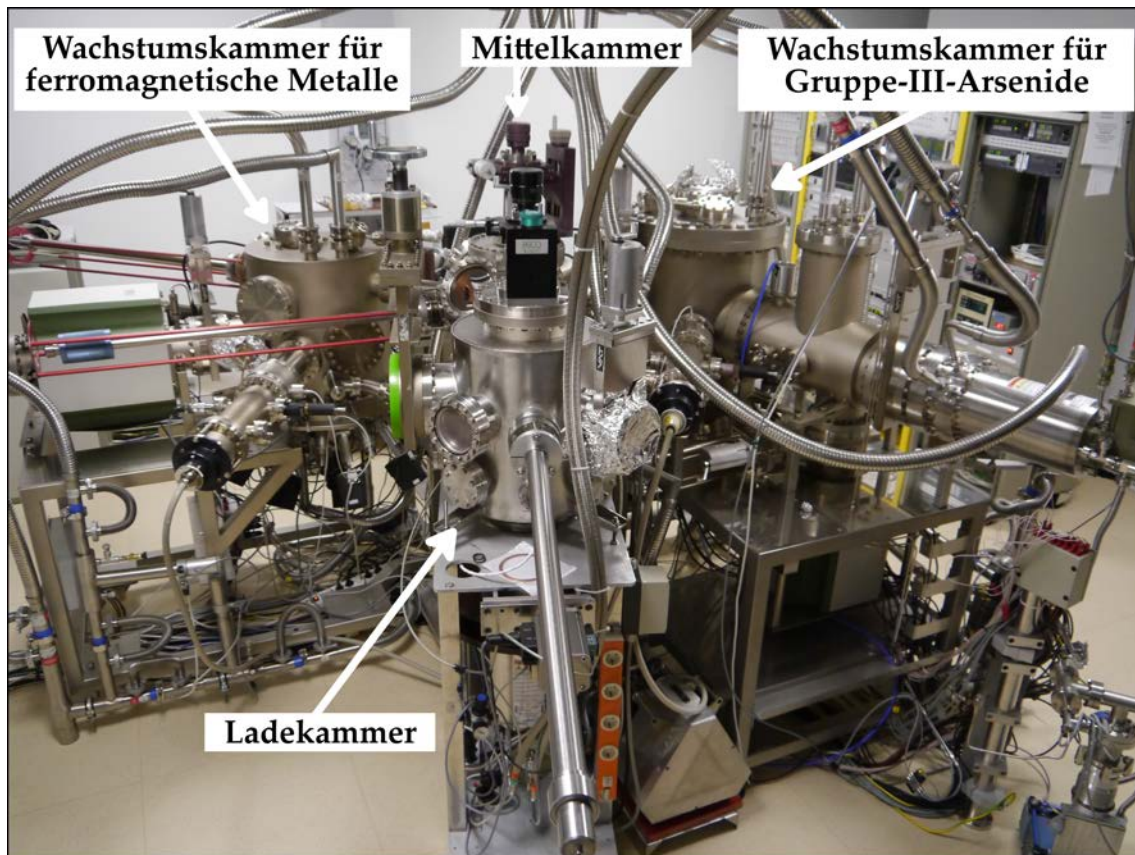
**Abbildung 2.15:** Skizze der Photolithographie-Maske zum Kontaktieren von einzelnen Nanosäulen. Im REM-Bild rechts ist eine bereits kontaktierte Säule dargestellt.

Für die MT-Messungen einzelner Säulen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein gewöhnlicher HALL-Messplatz mit Hilfe von *Pawel Bruski, Yori Manzke* und *Gerd Paris* durch ein Nanovoltmeter Typ 2182 A der Firma Keithley Instruments und eine sehr präzise Strom/Spannungsquelle Typ 236, ebenfalls von Keithley Instruments, modifiziert.



### 3. Epitaxie der Nanodrähte

Epitaxie bezeichnet das Kristallwachstum mit an- oder übergeordneter Kristallstruktur auf einem monokristallinen Substrat. Der so hergestellte Kristall, welcher in der Regel eine dünne Schicht bildet, adaptiert die Orientierung des Substrats. Es besteht somit eine epitaktische Beziehung zwischen beiden. Epitaktisches Wachstum kann aus einer



**Abbildung 3.1:** Photo der MBE-Anlage Nummer 5 für Gruppe-III-Arsenide und ferromagnetische Metalle des PDI.

Gasphase, einer Flüssigkeit oder aus dem festen Zustand heraus stattfinden. Bei der Homoepitaxie bestehen sowohl der aufgebraute Kristall als auch das zugrundeliegende Substrat aus demselben Material. Bei der Heteroepitaxie unterscheiden sich beide. Eine der ausgefeiltesten und die wohl aufwendigste Technik der Epitaxie bildet die Molekularstrahlepitaxie (MBE).

Nach einer Einführung in die Technik der MBE in Abschnitt 3.1 und in die verschiedenen Kristall-Wachstumsmodi in Abschnitt 3.2 wird in diesem Kapitel der Herstellungsprozess der mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen mittels MBE vorgestellt. Dieser fand vollständig in einer MBE-Anlage ausgestattet mit 2 Wachstumschammern (MBE 5 des PDI, dargestellt in Abbildung 3.1) statt. Der Epitaxieprozess umfasst zwei

### 3. Epitaxie der Nanodrähte

aufeinander aufbauende Wachstumsschritte, die analog in den Abschnitten 3.3 und 3.4 beschrieben werden. Den ersten Schritt bildet das Wachstum der Kernstruktur, d.h. der GaAs Nanodrähte. Dieser fand in der Wachstumskammer für Gruppe-III-Arsenide statt. Im zweiten Schritt wird diese Struktur schließlich mit einer Fe<sub>3</sub>Si-Hülle in der As-freien Wachstumskammer für ferromagnetische Metalle ummantelt. Diese, weltweit nur recht selten zu findende, technische Ausstattung der MBE 5 mit einer Kammer für Arsenide sowie für ferromagnetische Metalle ist eine besondere Stärke der vorliegenden Arbeit. Sie ermöglicht, dass der gesamte Herstellungsprozess unter Ultra-Hoch-Vakuum-Bedingungen (UHV) abläuft. Dadurch wird eine Oxidierung der Grenzfläche verhindert und eine hohe Qualität der ferromagnetischen Metall-Halbleiter-Nanodraht-Hybridstrukturen gewährleistet.

#### 3.1. Molekularstrahlepitaxie

Die MBE ermöglicht im Vergleich mit anderen Wachstumstechniken wie zum Beispiel der metall-organischen Gasphasenepitaxie (MOVPE) oder dem Ionenstrahl-Zerstäuben den höchsten Grad der Kontrolle des Wachstums und bietet darüber hinaus die mit heutigen Prozessen höchstmöglich erreichbare Reinheit der epitaktischen Schichten. Deshalb ist sie prädestiniert als Mittel der Wahl sowohl in der Grundlagenforschung als auch in der Industrie bei der Herstellung extrem hochwertiger Bauelemente. Die ausgefeilte Technik und Systematik der MBE wird stets weiterentwickelt und deckt das Wachstum von Halbleitern, Metallen und Isolatoren ab.<sup>[164–166]</sup>

Der eigentliche Wachstumsprozess findet in der MBE in sogenannten Wachstumskammern statt. Hier wird hochreines Material aus einzelnen Quellen, auch Zellen genannt, verdampft oder sublimiert und als gerichteter Molekularstrahl, bestehend aus Molekülen oder Atomen, auf ein adäquates und ebenfalls hochreines Substrat gelenkt. Um die gerichtete Bewegung neutraler Molekularstrahlen von ihrer Quelle bis zum Substrat zu gewährleisten (mittlere freie Wegstrecke der Atome/Moleküle muss größer als der Kammerdurchmesser sein) und einen unerwünschten Einbau von Fremdatomen und Verunreinigungen zu verhindern, findet der Prozess im UHV statt. MBE-Anlagen sind stets für bestimmte Materialsysteme ausgelegt und besitzen dementsprechend Quellen verschiedener Elemente. Diese sind kreisförmig gegenüber dem Substrat angeordnet, wodurch die gerichteten Molekularstrahlen unter einem zur Substratnormalen geneigten Winkel auf die Probe treffen. Um daraus resultierende Unregelmäßigkeiten in der Materialverteilung über der Probe auszuschließen, rotiert die Probe während des Wachstumsprozesses. Die Molekularstrahlen treffen schließlich wechselwirkungsfrei auf das Substrat. Um auf der Oberfläche des Substrates das für das epitaktische Wachstum erforderliche Zusammenspiel einer Reihe von thermodynamischen Prozessen in Gang zu setzen bzw. zu steuern, wird das Substrat geheizt. Die treibende Kraft des Kristallwachstums ist stets das chemische Potentialgefälle zwischen der Gasphase und dem kristallinen Festkörper.<sup>[167,168]</sup> Zunächst können Atome oder Moleküle aufgrund des Oberflächenpotentials an der Substratoberfläche adsorbieren. Adsorbierte Moleküle können wiederum durch Wechselwirkungen mit der Substratoberfläche und anderen adsorbierten Atomen in ihre atomaren Bestandteile aufgespalten werden. Die Kristalloberfläche interagiert durch die freien Bindungen ihrer Atome, durch Leerstellen, Stufen etc. mit den adsorbierten Atomen. Noch nicht in das Kristallgitter integrierte Atome können von einem Minimum des Oberflächenpotentials zum nächsten diffundieren. Schließlich kann eine Inkorporation der Atome entsprechend des chemischen Potentials in das Kristallgitter des Substrats,

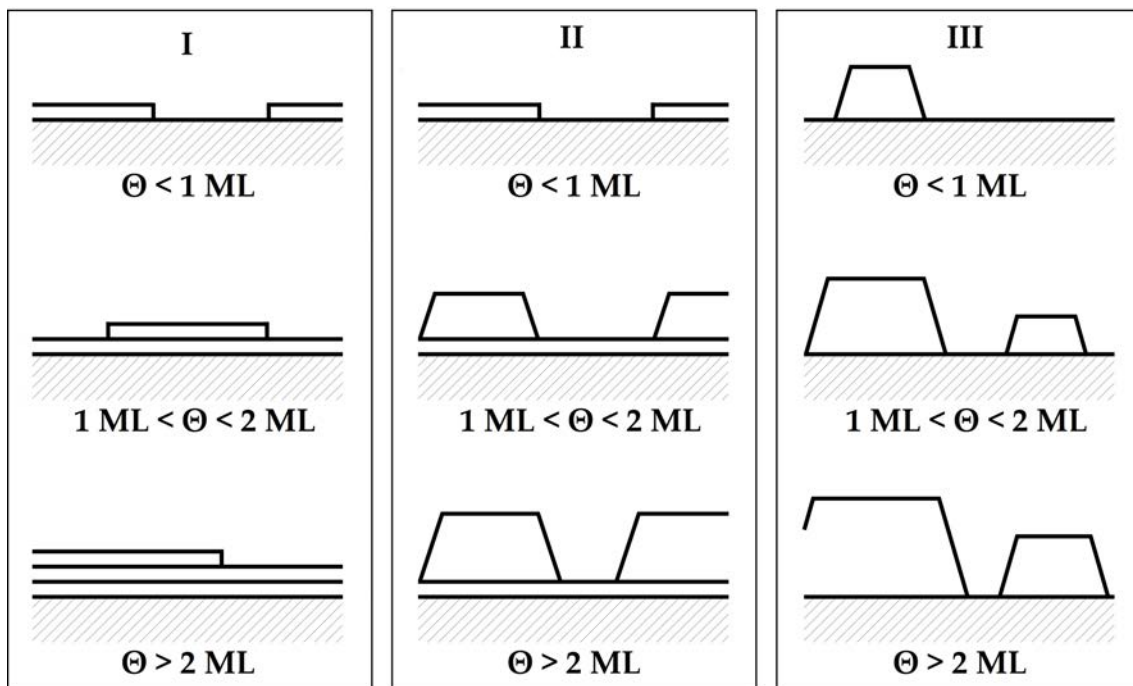


oder in eine bereits gewachsene Schicht, stattfinden. Darüber hinaus können mehrere, spontan adsorbierte Atome auf dem Substrat auch zur Keimbildung (Nukleation) führen. Nukleation und Inkorporation stellen dabei chemische Prozesse dar und finden deshalb mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit als die vorherigen Prozesse statt. Nicht in das Kristallgitter integrierte Atome können bei ausreichender thermischer Energie wieder von der Oberfläche desorbieren.

Die auf der Substratoberfläche stattfindenden thermodynamischen Prozesse können bei der MBE durch die Wachstumsparameter gezielt beeinflusst und durch die Streuung von hochenergetischen Elektronen in Reflexion (RHEED) *in situ* kontrolliert werden. Zu den Wachstumsparametern gehören die Wachstumsrate, das quantitative Verhältnis der bereitgestellten Molekularstrahlen und die Substrattemperatur.

### 3.2. Kristall-Wachstumsmodi

Unabhängig davon, ob das Wachstum aus der Gasphase oder der Flüssigkeit heraus stattfindet, unterscheidet man drei Wachstumsmodi.<sup>[169]</sup> Das Unterscheidungsmerkmal des epitaktischen Kristallwachstums bildet dabei das Zusammenspiel der Oberflächenenergien der beteiligten Materialien. Eine Skizze dieser drei Modi befindet sich in Abbildung 3.2.



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung der Kristall-Wachstumsmodi in drei verschiedenen Phasen der Bedeckung ( $\Theta$ ) nach<sup>[170]</sup>. **I** Schicht-für-Schicht-Modus (*Frank-van-der-Merwe*). **II** Schicht-und-Insel-Modus (*Stranski-Krastanov*). **III** Insel-Modus (*Volmer-Weber*)

#### Schicht-für-Schicht-Modus (*Frank-van-der-Merwe*)

Ist die Energie der Substratoberfläche größer als diejenige des Films und der Grenzfläche, so binden sich die adsorbierten Atome stärker zum Substrat als untereinander. Somit bildet sich zuerst eine komplett geschlossene Monolage. Gilt für die Oberflächen-

### 3. Epitaxie der Nanodrähte

energie dieser Monolage dasselbe wie für die ursprüngliche Substratfläche, so formen sich danach weitere, weniger stark aneinander gebundene, glatte Schichten.

#### **Schicht-und-Insel-Modus (Stranski-Krastanov)**

Bei diesem gemischten Modus geht das Schichtwachstum nach Bildung der (oder den) ersten, geschlossenen Monolage(n) mit starker Bindung zum Substrat in ein Cluster-Wachstum über. Auf der sogenannten Benetzungsschicht (Englisch: *wetting layer*) entstehen nun Inseln. Der Übergang vom Schicht- zum Cluster-Wachstum wird durch eine Akkumulation von Verspannungsenergie bei gitterfehlangepassten Materialien hervorgerufen. Ab einem bestimmten Punkt des Wachstums dominiert dieser Verspannungsbeitrag in der Gesamtenergie. In der Folge wird durch eine Erhöhung der Oberflächenenergie (Insel-Wachstum) dennoch die Gesamtenergie minimiert. Ein sehr populäres Beispiel für diesen gemischten Modus stellt das selbst-organisierte Wachstum von Quantenpunkten dar.

#### **Insel-Modus (Volmer-Weber)**

Hier ist die Oberflächenenergie des Substrates geringer als die Energie der Grenzfläche sowie des Films. Die adsorbierten Atome binden sich deshalb sehr viel stärker untereinander als an das Substrat und nukleieren so bereits in der Form von kleinen Clustern. Diese wachsen sich in der Folge zu Inseln aus.

Betrachtet man die Oberflächenenergie des Substrats  $\gamma_S$  und des Films  $\gamma_F$  sowie die Energie der Grenzfläche  $\gamma_{SF}$ , so beginnt das Wachstum im Inselmodus, wenn

$$\gamma_S < \gamma_F + \gamma_{SF} \quad (3.1)$$

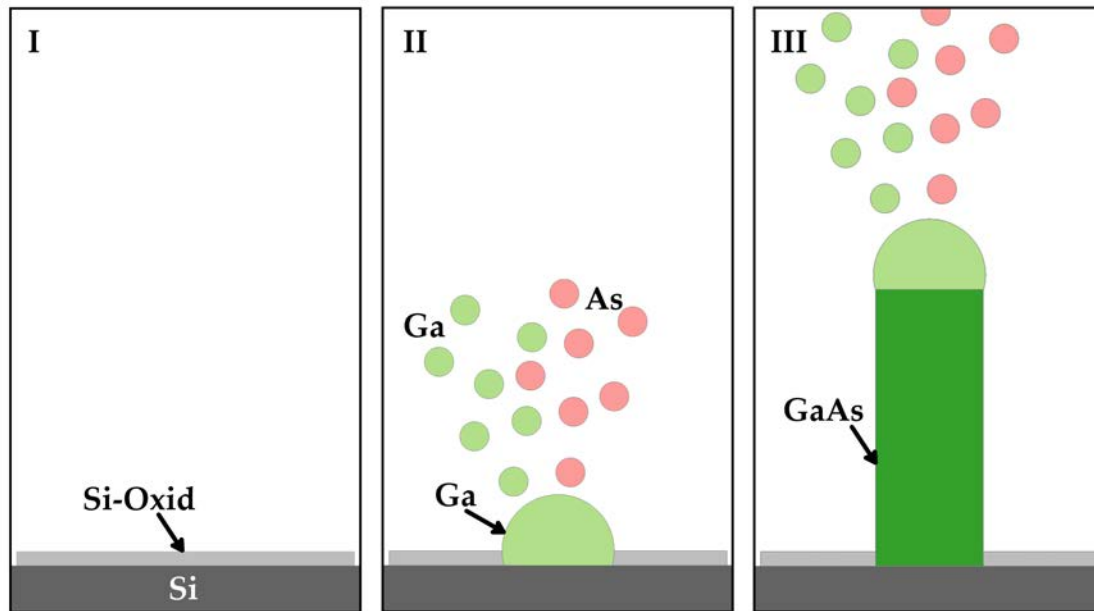
erfüllt ist, sonst im Schichtmodus. Wird dabei für das Komplettieren einer Schicht weniger Zeit benötigt als für die Nukleation einer neuen, so findet das Wachstum im Stufenfluss statt. Für hochwertige Heterostrukturen sind glatte Grenzflächen eine wichtige Voraussetzung. Es bedarf somit hierfür glatter Oberflächen, wie sie sich im Schicht-für-Schicht-Wachstum ausbilden.

### **3.3. Wachstum der GaAs-Kernstruktur**

Die GaAs-Nanodrähte dienen im Rahmen dieser Arbeit vorerst als reine Trägerstruktur. Später kann der Halbleiter-Kern in Bauelementen (siehe Kapitel 6) jedoch auch aktiv genutzt werden. Aus der Literatur ist das Wachstum von GaAs-Nanosäulen allgemein bekannt<sup>[92,101,127,171–194]</sup> und am PDI<sup>[9,195–204]</sup> schon länger etabliert. Für die hier vorgestellten Experimente wurde das Wachstum am Dreiphasenpunkt Dampf-Flüssigkeit-Festkörper (VLS) mittels eines Ga-Tropfens als Initiator verwendet. Dieses GaAs-Nanodrahtwachstum auf Si(111) Substraten wurde von *Dr. Steffen Breuer*, *Dr. Emmanouil Dimakis* und *Dr. Claudio Somaschini* während ihrer Zeit am PDI übernommen. Die Parameter wurden dabei für die MBE 5 geringfügig angepasst, um Nanosäulen mit gleichbleibendem Durchmesser und ebenen Seitenflächen zu erhalten.

Der VLS-Mechanismus ist der älteste und der am häufigsten verwendete durch Partikel induzierte Mechanismus für das selektive Wachstum von Kristallnanostrukturen.<sup>[92]</sup> Er wurde in der Natur<sup>[205]</sup> und sogar auf dem Mond<sup>[206]</sup> beobachtet. Dabei wird das Material der späteren Nanostruktur in Form einer Gasphase bereitgestellt. Dieses reicht

sich bevorzugt in flüssigen, metallischen Tropfen (Partikeln), die als Reservoir dienen, an und führt dort zur Übersättigung. Sobald die Übersättigung erreicht ist, fällt Material in festem Zustand aus der flüssigen Phase aus und treibt dabei den Tropfen in die Höhe. Dieser Prozess hält solange an, wie gasförmiges Material und/oder der flüssige Tropfen vorhanden ist.<sup>[103–105,180,182,207–219]</sup> Spricht man vom X-induzierten VLS-Mechanismus, so



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung des selbstinduzierten VLS-GaAs-Nanosäulen-Wachstumsmechanismus. I Ausgangspunkt ist ein Si(111)-Substrat bedeckt mit einer dünnen Schicht Si-Oxid. II Die bereitgestellten Ga-Atome diffundieren auf der Oberfläche und bilden Ga-Tropfen. Diese wiederum setzen sich in entweder schon existierenden kleinen Löchern (Englisch: *pin holes*) des Si-Oxids oder in solchen, die durch das Ga geätzt wurden, fest. Die As-Atome hingegen desorbieren anfänglich. III Sobald die Tropfenbildung stattgefunden hat, führt die Übersättigung der Ga-Tropfen mit As zur Kristallisation von GaAs an der Grenzfläche zwischen flüssiger und fester Phase.

bezeichnet X das Element des Metalltropfens. Häufig wird dafür Gold ( $X=\text{Au}$ ) verwendet. Vom selbstinduzierten VLS-Wachstum spricht man hingegen, wenn das Tropfenmaterial ebenfalls Bestandteil der gasförmigen/festen Phase ist. Letzteres ist prädestiniert für Verbundhalbleiter wie GaAs, da extrinsische Defekte verursacht durch Fremdatome des Tropfens somit vermieden werden können. Die ersten Arbeiten hierzu wurden 2006 von Mandl *et al.*<sup>[190]</sup> und Mattila *et al.*<sup>[191]</sup> für In(P)As-Nanosäulen-Wachstum mittels MOVPE präsentiert. Fontcuberta *et al.*<sup>[188]</sup> und Jabeen *et al.*<sup>[193]</sup> konnten dies schließlich 2008 auch für das MBE-Wachstum von GaAs Nanosäulen demonstrieren.

Ein Schema des selbstinduzierten VLS-Wachstums von GaAs-Nanosäulen ist in Abbildung 3.3 dargestellt.<sup>[192]</sup> Ausgangspunkt ist ein Substrat (typischerweise GaAs(111)B oder Si(111)), welches mit einer dünnen Schicht Si-Oxid bedeckt ist. Die Beschaffenheit des Oxids spielt dabei für den Wachstumsmechanismus eine entscheidende Rolle.<sup>[188,189,220]</sup> Die nun bereitgestellten Ga-Atome bilden aufgrund ihrer auf dem Si-Oxid sehr hohen Diffusionslänge Tropfen, welche wiederum in kleinen Löchern (Englisch: *pin holes*) des Si-Oxids anhaften. Die Löcher existieren dabei entweder schon durch geziel-

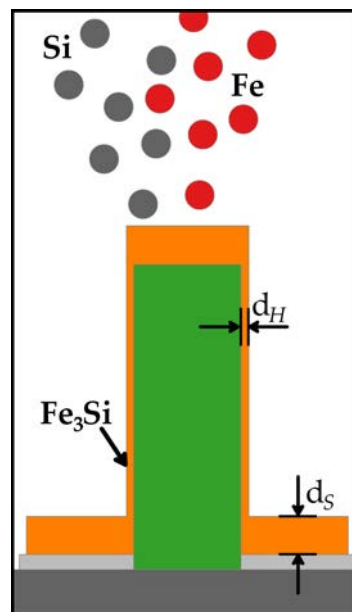
### 3. Epitaxie der Nanodrähte

te Präparation<sup>[131,189,221,222]</sup> oder durch eine fehlerhafte Oxidschicht<sup>[188,192,220]</sup> oder sie rühren von einer chemischen Reaktion der Ga-Atome mit dem Si-Oxid her, infolgedessen das Si-Oxid geätzt wird.<sup>[188,220,223]</sup> Somit befinden sich die Ga-Tropfen in direktem Kontakt mit dem unter der Oxidschicht befindlichem kristallinen Substrat, wodurch die epitaktische Beziehung gewährleistet wird. Sobald die Tropfenbildung stattgefunden hat, reichert sich As im Tropfen an und führt zu dessen Übersättigung. Dadurch fällt schließlich kristallines GaAs an der Grenzfläche zwischen der flüssigen und festen Phase aus und treibt den Tropfen in die Höhe. Plissard *et al.*<sup>[102]</sup> konnten überdies zeigen, dass der selbstinduzierte VLS Mechanismus auch ohne Si-Oxidschicht funktioniert, jedoch führt dies zu einem sehr hohen Anteil an parasitärem Kristallwachstum zwischen den Nanosäulen.

### 3.4. Wachstum der Fe<sub>3</sub>Si-Mantelstruktur

Die so hergestellten Nanosäulen-Trägerstrukturen wurden in der Arsenid-Kammer auf Raumtemperatur abgekühlt und anschließend durch die Mittelkammer (siehe Abbildung 3.1) in die Wachstumskammer für Metalle transferiert.

Um für die ferromagnetische Mantelstruktur ein Wachstum von stöchiometrischem Fe<sub>3</sub>Si zu gewährleisten, wurden die Flüsse des Fe und Si der Wachstumskammer für Metalle zuvor an planaren Testschichten bei 200 °C mittels Röntgenbeugung (XRD) ka-



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung des Mantelwachstums mittels MBE, welches ebenfalls unmittelbar zur Bildung einer parasitären planaren Schicht zwischen den Nanosäulen führt.

libriert. Eine genauere Beschreibung dieses Vorgangs findet sich in Anhang A.

Im Gegensatz zum MBE-Wachstum von Halbleitern wie GaAs mit Raten im Bereich von 1 bis 3 Å/s, geht das Wachstum der Metalle rund 10 bis 100 mal langsamer vonstatten. Typische Wachstumsraten liegen hier um die 0,03 bis 0,1 Å/s. Der Temperaturbereich für Metallwachstum liegt zwischen Raumtemperatur und 400 °C und damit ebenfalls unterhalb dessen, was für das Wachstum von Halbleitern wie GaAs üblich ist.

Bei diesen geringen Temperaturen spielen Diffusionsprozesse auf der Probenoberfläche eine vernachlässigbare Rolle. Demzufolge findet das Wachstum des Fe<sub>3</sub>Si nicht mehr wie beim GaAs an räumlich klar definierten Phasenpunkten nach dem VLS-Mechanismus statt, das Fe<sub>3</sub>Si-Material adsorbiert hingegen direkt auf den Flächen des Substrates, welche durch die Molekularstrahlen des Fe und Si erreicht werden. Unter diesen Bedingungen ist es ausschließlich der geeigneten Anordnung der Quellen in der MBE zu verdanken, dass senkrechte Strukturen wie die Nanodrähte durch direkte Adsorption auf den Seitenflächen weiter überwachsen werden können. Da bei dem im Gegensatz zu den GaAs-Nanosäulen isotrop ablaufendem Fe<sub>3</sub>Si-Wachstum aus der Gasphase überall auf dem Substrat Material abgeschieden wird, wurden nicht nur die Nanodrähte ummantelt. Es bildete sich, wie in Abbildung 3.4 skizziert, zusätzlich zwischen den Nanosäulen eine parasitäre, planare Schicht, die bei der Charakterisierung anlagenfrischer Nanodrähte nicht aus den Augen verloren werden darf.

Aufgrund der Kammer- und Nanosäulen-Symmetrie bei vernachlässigbarer Oberflächendiffusion ergibt sich zwischen der Dicke des Nanosäulen-Mantels  $d_H$  und der Dicke der parasitären Schicht zwischen den Nanosäulen  $d_S$  deshalb folgender Zusammenhang. <sup>[27,28,196,224]</sup>

$$d_H = d_S \frac{1}{\pi} \tan \varphi \quad (3.2)$$

Dabei ist  $\varphi$  der Neigungswinkel der Effusionszellen gegen die Substratnormale. Setzt man also für  $\varphi$  einen üblichen Winkel von circa 30° an, so ist die parasitäre Schicht, wie in Abbildung 3.4 dargestellt, in etwa 5 mal dicker als die Nanosäulen-Hülle. Dies gilt es, wie oben schon erwähnt, bei der Charakterisierung anlagenfrischer Proben zu bedenken.



## 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

In diesem Kapitel folgt nun die Vorstellung der morphologischen und kristallinen Eigenschaften der Nanodrahtstrukturen. Zur Charakterisierung kamen hierzu Rasterelektronenmikroskopie (REM), energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX), Röntgenbeugung (XRD) und Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) zum Einsatz. Die TEM- und EDX-Untersuchungen wurden dabei von *Dr. Bernd Jenichen* und *Dr. Uwe Jahn* am Paul-Drude-Institut durchgeführt und die Ergebnisse in enger Zusammenarbeit ausgewertet. Begonnen wird die Vorstellung mit den Nanosäulen-Grundgerüsten aus purem GaAs. Danach folgen die Eigenschaften von planaren  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten, welche unter denselben Bedingungen wie die  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Nanodraht-Hüllen auf ebenfalls gleichgearteten Si-Substraten, bedeckt mit einer dünnen amorphen Si-Oxidschicht, hergestellt wurden. Sie werden als Referenzen in der späteren Diskussion der Nanodraht-Hüllen benötigt. Im letzten Teil dieses Kapitels werden schließlich die Eigenschaften der mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen vorgestellt.

### 4.1. Nanodraht-Grundgerüste

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die GaAs-Nanosäulen mittels des VLS-Mechanismus auf 2-Zoll-große Si(111)-Substrate unterschiedlicher Dotierung und verschiedener Hersteller aufgebracht. Genauere Angaben dazu finden sich im Anhang A. Die Parameter des MBE-Prozesses (Temperatur sowie Ga- und As-Flussrate) wurden dabei so optimiert, dass

1. die Nanodrähte keine konische Form aufweisen,
2. möglichst wenig parasitäres Wachstum zwischen den Nanosäulen stattfindet und
3. die Nanosäulen mit einer dem Zweck entsprechenden Rate wachsen.

Punkt 3 ist hier so zu verstehen, dass für unterschiedliche Charakterisierungen entweder besonders lange oder eben eher kurze Nanosäulen wünschenswert sind. Um deshalb eine gute Kontrolle über die Nanodraht-Länge auf der einen Seite zu gewährleisten, auf der anderen Seite jedoch nicht zu lange Wachstumsprozesse zu generieren, wurden die Wachstumsraten der Nanodrähte entsprechend angepasst. Die Experimente zur Optimierung der GaAs-Kernstruktur spielen für diese Arbeit eine untergeordnete Rolle. Sie sind darüber hinaus aus der Literatur hinlänglich bekannt<sup>[9,188,192]</sup> und sollen deshalb hier nicht ausgeführt werden.

Insgesamt wurden für die hier vorliegende Arbeit drei Nanodraht-Grundgerüste zur Ummantelung mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  verwendet. Das Hauptunterscheidungsmerkmal ist dabei einzig die Säulenlänge. Diese beträgt für die gewählten Drahtgerüste 200 nm, 1  $\mu\text{m}$  und 10  $\mu\text{m}$ . Die Länge von nur 200 nm wurde gewählt, um Untersuchungen mit einer sehr großen lateralen Auflösung wie TEM zu erleichtern. Die 1- $\mu\text{m}$ -langen Säulen eignen sich

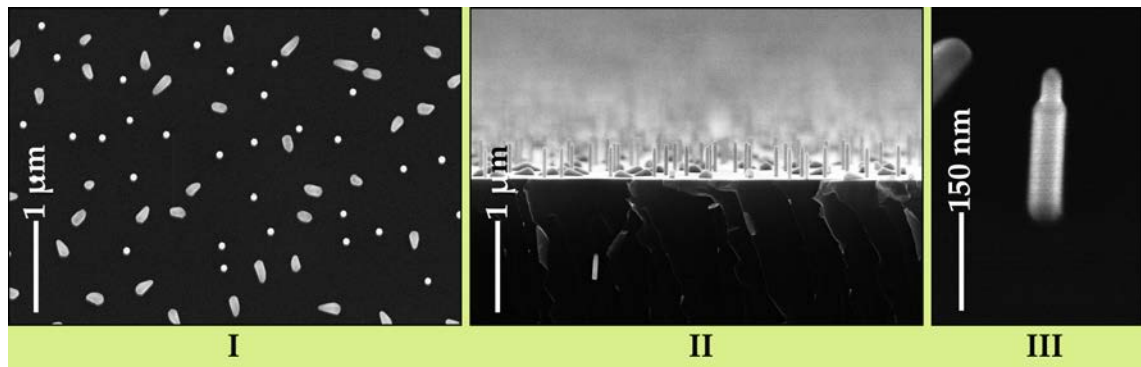
#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

hingegen besonders gut für magnetische Charakterisierungen. Erst die 10- $\mu\text{m}$ -langen Drähte hingegen ermöglichen eine elektrische Kontaktierung der Säulen mittels Photolithographie um Magnetotransport-Messungen durchzuführen.

##### 4.1.1. Morphologie

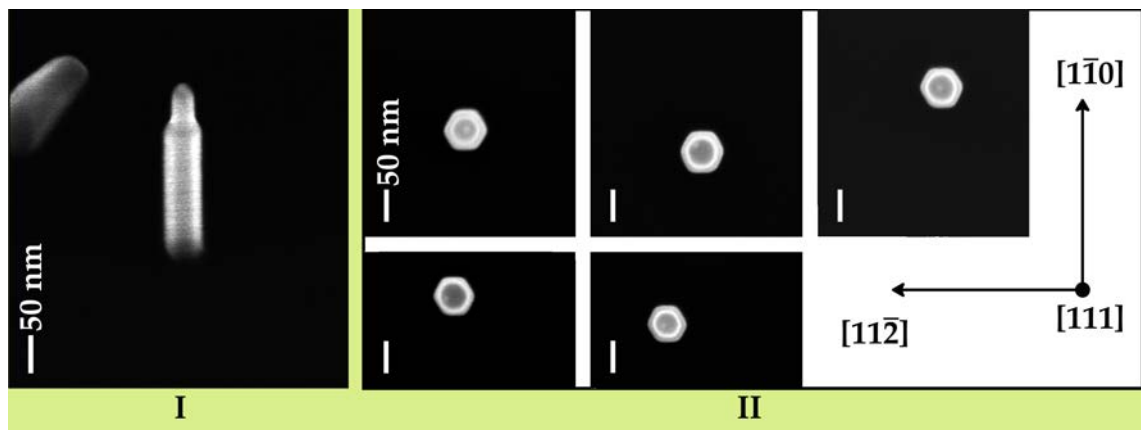
REM-Ansichten der drei Grundgerüste sind in den Abbildungen 4.1, 4.2, 4.3 und 4.4 dargestellt.

Die 200-nm-langen Säulen aus Abbildung 4.1 wurden nach dem Ende des Wachstums noch für 20 min auf Wachstumstemperatur dem As-Strahl ausgesetzt. Dadurch



**Abbildung 4.1:** REM-Bilder anlagenfrischer, rund 200-nm-langer GaAs-Nanosäulen-Kerne. I Aufsicht. II Seitenansicht. III Vergrößerte Ansicht einer einzelnen Säule, aufgenommen unter leichter Verkipfung des REM-Strahls.

verbraucht sich der Ga-Tropfen restlos, wobei jedoch der Durchmesser der Säulen zum Kopf hin kleiner wird. Die charakteristische Form der Säulenköpfe ist in der Nahaufnahme unter Abbildung 4.1 III sehr gut zu erkennen. Ebenfalls gut zu erkennen ist in der



**Abbildung 4.2:** REM-Nahaufnahmen typischer, rund 200-nm-langer GaAs-Nanosäulen-Kerne. I Leicht verkippte Seitenansicht der glatten Seitenflächen. II Diese bilden im Querschnitt ein Hexagon, welches hier in der REM-Aufsicht dargestellt ist. Die Skala ist für alle Bilder identisch und die dargestellten Koordinaten geben die Orientierung des Si-Substrates an.

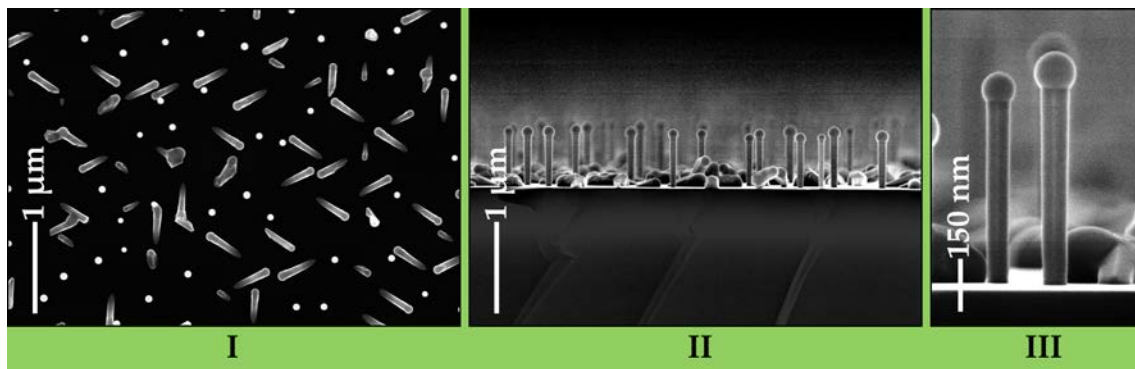
Auf- und Seitenansicht das parasitäre, pyramidenförmige Kristallwachstum zwischen



den Nanosäulen, welches typisch für den selbstinduzierten VLS-Mechanismus ist. Anhand der REM-Analyse ergeben sich für die Säulen dieses Grundgerüsts Durchmesser im Bereich von 40 bis 50 nm und eine tatsächliche Länge von 210 bis 350 nm. Für die Säulendichte findet sich  $\varrho_{NW} = (1 - 9) \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ .

Die GaAs-Nanodrähte bilden darüber hinaus glatte Seitenflächen mit Facetten der Ebenenschar  $\{1\bar{1}0\}$  aus. Aufgrund der bekannten und in Abbildung 4.2 rechts wiedergegebenen Ausrichtung des Si-Substrates kann dies in den dargestellten REM-Bildern der Abbildung 4.2 direkt abgelesen werden. Die sehr ebenen Seitenflächen und die hexagonale Form des Säulenquerschnitts sind hier exemplarisch für die 200-nm-lange Trägerstruktur abgebildet und bilden ein typisches Merkmal selbstinduziert gewachsener GaAs-Nanosäulen. [9,102,103,188,193,203]

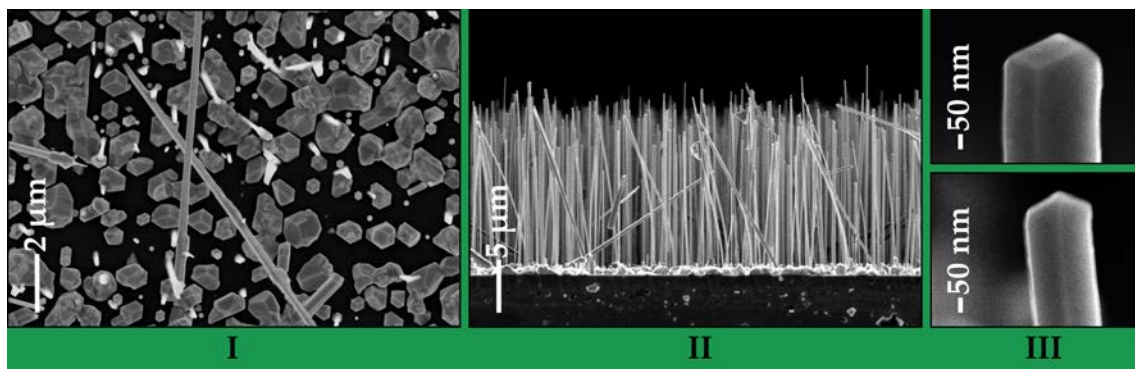
REM-Bilder der zweiten GaAs-Nanodraht-Trägerstruktur mit einer Länge von rund 1  $\mu\text{m}$  sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Hier wurde der Ga-Tropfen nicht aufgebraucht und ist deutlich sichtbar. Die REM-Analyse ergibt für die Säulen dieses Grundgerüsts



**Abbildung 4.3:** REM-Bilder anlagenfrischer, rund 1- $\mu\text{m}$ -langer GaAs-Nanosäulen-Kerne. I Aufsicht. II Seitenansicht. III Vergrößerte Seitenansicht zweier Säulen.

Durchmesser im Bereich von 50 bis 100 nm und eine tatsächliche Länge im Bereich von 330 nm bis 1  $\mu\text{m}$ . Für die Dichte findet sich wie für das erste Trägergerüst  $\varrho_{NW} = (1 - 9) \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ . Da diese Nanosäulen deutlich länger als diejenigen in Abbildung 4.1 sind, ist hier auch das parasitäre Wachstum zwischen den Drähten deutlich stärker ausgeprägt.

Für das dritte GaAs-Nanodraht-Grundgerüst ist die Wachstumszeit schließlich etwa 10 mal so lang wie diejenige des zweiten. REM-Bilder dieser Struktur sind in Abbildung



**Abbildung 4.4:** REM-Bilder anlagenfrischer, rund 10- $\mu\text{m}$ -langer GaAs-Nanosäulen-Kerne. I Aufsicht. II Seitenansicht. III Vergrößerte Seitenansicht zweier Säulenköpfe.

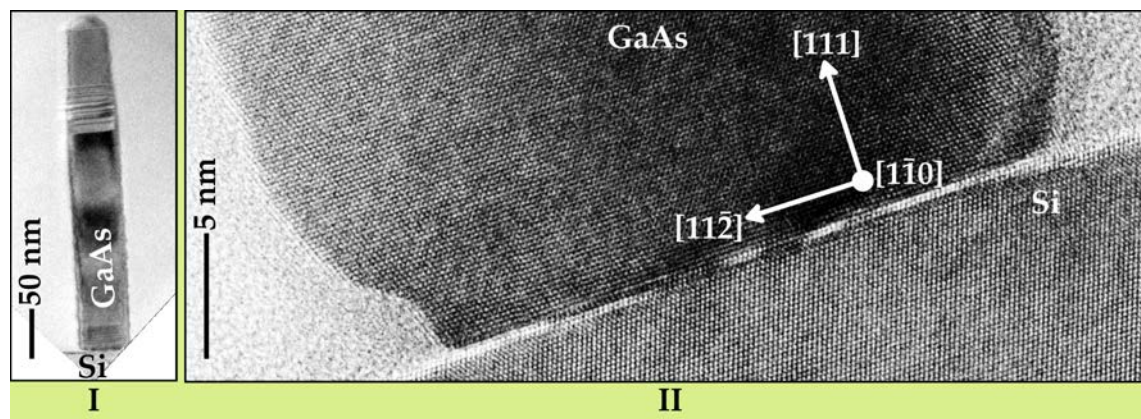
#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

4.4 dargestellt. Da hier ein sehr viel höherer As-Fluss verwendet wurde, konnten während des Wachstums keine so großen Ga Tropfen wie beim Wachstum der 1- $\mu\text{m}$ -langen Säulen gebildet werden. Daraus resultieren unterschiedliche Säulenköpfe und große, parasitäre Inseln. Ähnlich der ersten Trägerstruktur wurde auch hier der Ga-Tropfen nach dem Wachstum absichtlich bei Wachstumstemperatur verbraucht. Durch den kleineren Ga-Tropfen kam es hier jedoch nicht zu der oben beobachteten, markanten Verjüngung der Säulen. Es formten sich lediglich Kopf-Facetten zu einem pyramidenförmigen Dach, was in Abbildung 4.4 **III** exemplarisch für zwei Säulen dargestellt ist. Die REM-Analyse ergibt für die Drähte dieses Grundgerüsts Durchmesser im Bereich von 40 bis 150 nm und eine tatsächliche Länge im Bereich von 2 bis 25  $\mu\text{m}$ . Die Dichte ist aufgrund der hohen mechanischen Instabilität der Säulen schwer auszuwerten. In der Mitte des Substrates liegt sie deutlich unterhalb, am Rand wie in Abbildung 4.4 jedoch ebenfalls im Bereich von  $1 \text{ bis } 9 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ .

##### 4.1.2. Kristallstruktur

Die strukturellen Eigenschaften der selbstinduzierten mittels VLS-Mechanismus hergestellten GaAs-Nanodrähte sind Inhalt mehrerer Arbeiten und werden deshalb hier auch nur knapp für die drei verwendeten Trägerstrukturen eingeführt. Die Drähte wachsen epitaktisch auf dem Substrat auf, da sich ihr Fuß in direktem Kontakt mit dem Substrat befindet, was in dem hochauflösenden TEM-Bild in Abbildung 4.5 **II** gut zu erkennen ist. <sup>[9,188]</sup>

Größtenteils liegen die Nanosäulen in der Zinkblende-(ZB)-Struktur vor. Analysen mittels TEM, wie aus der Literatur bekannt bzw. in Teilen in Abbildung 4.5 zu finden, ergeben innerhalb dieser planare Stapelfehler, die einerseits zu Rotationszwillingsbildungen entlang der  $[111]$ -Richtung führen und andererseits Bereiche in Wurtzit-(WZ)-Stapelfolge bilden. In den WZ-Segmenten liegen die Kristallrichtungen  $[0001]$ ,  $\langle 01\bar{1}0 \rangle$  und  $\langle 2\bar{1}\bar{1}0 \rangle$  parallel zu den kubischen Richtungen  $[111]$ ,  $\langle 11\bar{2} \rangle$  und  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ . <sup>[9,102,103,188,193]</sup> Die WZ-Segmente treten wie in Abbildung 4.5 **I** anhand der planaren Stapelfehler zu

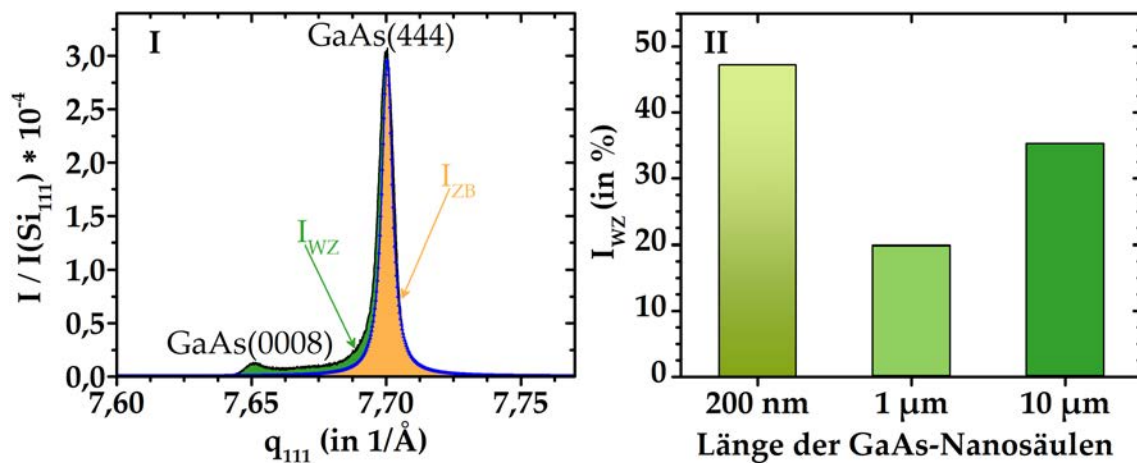


**Abbildung 4.5:** TEM-Bilder eines typischen, rund 200-nm-langen GaAs-Nanosäulen-Kerns. **I** Vielstrahlaufnahme mit deutlich erkennbaren planaren Defekten senkrecht zur Wachstumsrichtung am Fuß und am Kopf. **II** Hochauflösende Aufnahme am Fuß der Nanosäule. Aufgenommen von Dr. Bernd Jenichen.

erkennen typischerweise bevorzugt am Fuß sowie am Kopf der Nanosäulen auf. Zusätzlich bildet sich vor allem beim As-reichen Wachstum, wie es für das Aufbrauchen

des Ga-Tropfens am Ende des Säulenwachstums geschieht, GaAs in der WZ-Phase. Je nach Wachstumsbedingung können sogar Nanodrähte in reiner WZ- bzw. ZB-Phase hergestellt werden.<sup>[102–111]</sup>

Im  $\omega$ -2 $\theta$ -Röntgenprofil entlang der Substratnormalen finden sich für alle drei Trägerstrukturen neben den Si-Reflexen einzig die epitaktischen, der (111)-Orientierung zugeordneten GaAs-Reflexe. Aufgrund eines gewissen WZ-Volumenanteils des GaAs besitzt der GaAs(444)-Reflex einen Nebenreflex des WZ-GaAs(0008). Dies ist in Abbildung 4.6 I exemplarisch für die Säulen-Trägerstruktur mit der Länge von 10  $\mu\text{m}$  dargestellt. In der auf die Intensität des Si(111)-Reflexes normierten Intensitätsverteilung der  $\omega$ -2 $\theta$ -Kurve sind beide Beugungsmaxima deutlich zu erkennen. Außerdem existiert ein nicht zu vernachlässigender Anteil an gestreuter Intensität zwischen beiden Reflexen. Wie in Kapitel 2.2.1 bereits beschrieben, wurde abweichend von dem Verhältnis  $c/a = 1,633$  für ZB-GaAs in (111)-Orientierung für das WZ-GaAs in den Nanosäulen ein Verhältnis  $c/a = 1,645$  mit übereinstimmendem Gitterparameter  $a = 3,997 \text{ \AA}$  gefunden.<sup>[14,99,120,225,226]</sup> Somit ist in der WZ-Phase der  $c$ -Gitterparameter um 0,7 % größer als derjenige der ZB-Phase. Dieser geringe Unterschied ist mittels des hier verwendeten Goniometers mit einer Röntgenquelle von  $\text{Cu}(\text{K}\alpha_1)$  erst bei hoch-indizierten Reflexen des reziproken Raumes eindeutig auflösbar. Für den in Abbildung 4.6 I dargestellten



**Abbildung 4.6:** I Röntgenprofil in  $\omega$ -2 $\theta$ -Geometrie um den GaAs(444)-Reflex für die Nanosäulen-Trägerstruktur der Länge 10  $\mu\text{m}$ . II Volumenanteil des in WZ-Phase vorliegenden GaAs-Materials in den verschiedenen Trägerstrukturen.

ZB-GaAs(444)-Reflex ergibt sich eine Differenz von ca.  $0,06 \text{ 1/\AA}$  zum zugehörigen WZ-GaAs(0008)-Reflex. Dies stimmt mit den eben genannten Beobachtungen aus der Literatur überein. Durch Mehrfachstreuung an den WZ- und ZB-Segmenten sehr kurzer Nanosäulen wurde darüber hinaus von Biermanns *et al.*<sup>[14]</sup> bei der Untersuchung einzelner Nanodrähte eine Variation der exakten Position des Streuungsmaximums im Bereich zwischen dem WZ- und ZB-Reflex gefunden. Eine Ensemble-Messung wie sie hier in Abbildung 4.6 zu finden ist, mittelt über eine große Anzahl von solchen Einzelprofilen mit zufälligen Streuwinkelpositionen. Aus diesem Grund erscheint im Röntgenprofil auch ein nicht zu vernachlässigender Anteil an gestreuter Intensität zwischen dem ZB- und WZ-Reflex.

Der Volumenanteil des in der WZ-Phase vorliegenden GaAs-Materials kann somit abgeschätzt werden. Hierzu wurde der ZB-Reflex durch eine Gauß-Lorenz-Kurve angefitet. Die Intensität des ZB-Reflexes ergibt sich nun aus der Integration dieser Kurve, d. h.

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

der orange dargestellten Fläche. Die Differenz zwischen dem gemessenen Röntgenprofil und der Fitkurve (grün) beziffert nun in erster Näherung die Intensität des WZ-Reflexes. Die WZ-Intensität kann auf diejenige der ZB-Phase bezogen werden und ergibt somit den Anteil des in WZ vorliegenden Materials bezogen auf dasjenige in ZB-Phase. Dies ist in Abbildung 4.6 II für die drei hier verwendeten Säulen-Trägerstrukturen dargestellt.

Bei der Trägerstruktur von 1  $\mu\text{m}$  Länge wurde auf den As-reichen letzten Wachstumsschritt, das Verbrauchen des Ga-Tropfens, verzichtet und es ergibt sich aus der Röntgenanalyse der Abbildung 4.6 II übereinstimmend mit den weiter oben geschilderten Beobachtungen aus der Literatur und direkten Vergleichswerten der Synchrotron-Messungen von Biermanns *et al.*<sup>[14]</sup> für diese Struktur der geringste WZ-Anteil von nur rund 20 %. Die beiden anderen Grundgerüste besitzen WZ-Anteile von 47 % für die 200-nm- und 35 % für die 10- $\mu\text{m}$ -langen Drähte.

Aufgrund der geringen Säulenlänge der kürzesten Trägerstruktur nehmen hier die Bereiche, in welchen planare Stapelfehler auftreten, wie im TEM-Bild der Abbildung 4.5 I schon rund die Hälfte der Säulen ein. Ausgehend von der Annahme, dass diese Bereiche am Säulenfuß und -kopf hauptsächlich in WZ-Phase vorliegen, ist der hohe WZ-Anteil der kurzen Nanodrähte somit nicht verwunderlich. Überträgt man dies auf die 20-mal längeren Säulen des dritten Grundgerüsts unter der Annahme, dass die defektiven Bereiche zu Beginn und am Ende des Wachstums die gleiche, feste Länge einnehmen (Die Zeit des As-reichen letzten Wachstumsschrittes war für beide Strukturen dieselbe.), so ergibt sich für die längsten Säulen ein zu erwartender WZ-Anteil von nur 2,4 %. Der mittels XRD ermittelte Wert (siehe rechter Balken in Abbildung 4.6 II) beträgt jedoch rund das 15-fache dessen, d. h. die 10- $\mu\text{m}$ -langen Nanodrähte bestehen aus weit mehr absolutem Material in WZ-Stapelfolge als die kürzesten Säulen an Fuß und Kopf besitzen. Die Ursache hierfür liegt in dem 10-fach höheren, relativ zum Ga bezogenen As-Fluss beim Wachstum der längsten Trägerstruktur verglichen mit demjenigen der kürzesten. Die XRD-Analyse ergibt somit für As-reiche Bedingungen, d. h. für die 10- $\mu\text{m}$ -langen Drähte, weit mehr absolutes WZ-Material, was mit den oben geschilderten Beobachtungen aus der Literatur übereinstimmt. Bei dieser Abschätzung gilt es jedoch zu beachten, dass nicht nur die Nanosäulen, sondern ebenfalls die parasitären Inseln zwischen ihnen zur Streuung beitragen. Biermanns *et al.*<sup>[14]</sup> fanden für solche Kristallite eine Streuintensität homogen verteilt über einen breiten Winkelbereich von ZB bis WZ mit einem Maximum bei der ZB-Position. Die Anteile des WZ und der ZB aus Abbildung 4.6 stellen somit für die Säulen nur eine grobe Näherung dar.

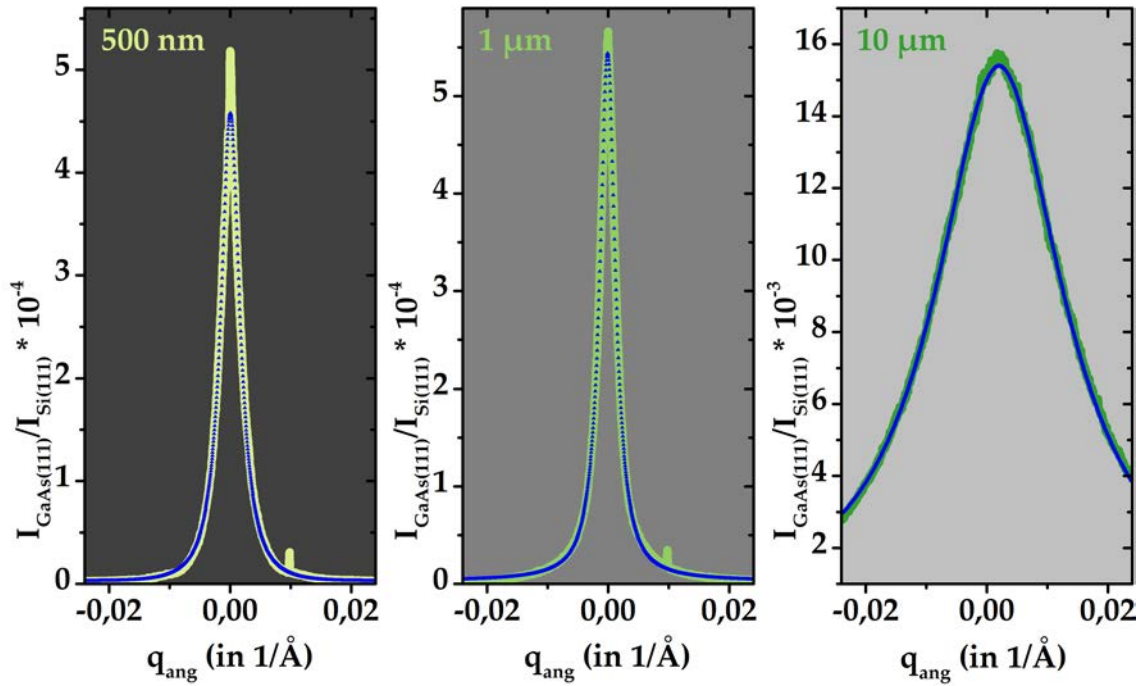
Eine Analyse der XRD-Kurven in  $\omega$ -Geometrie um den GaAs(111)-Reflex in Abbildung 4.7 ergibt weitere charakteristische Eigenschaften der drei Säulen-Grundgerüste. Dargestellt ist die auf den Si(111)-Reflex normierte Intensität auf einer Kreisstrecke von  $\pm 1,5^\circ$ , d. h.  $q_{\text{ang}} = \pm 0,0241/\text{\AA}$  durch den GaAs(111)-Reflex. Das Zentrum bei  $q_{\text{ang}} = 0$  entspricht somit  $\omega = 13,65^\circ$  bzw.  $q_{111} = 1,9251/\text{\AA}$ .

Der GaAs(111)-Reflex ist für die beiden kurzen Trägerstrukturen in  $\omega$ -Richtung sehr schmal. Die angepasste Kurve in Blau ergibt eine Halbwertsbreite von  $0,18^\circ$  für die 200-nm- und  $0,22^\circ$  für die 1- $\mu\text{m}$ -langen Nanodrähte. Solche Werte sind ein typisches Merkmal von GaAs-Nanosäulen und spiegeln die hohe Akkuratess in der epitaktischen Ausrichtung der Nanodrähte wider. Für GaN-Säulen finden sich beispielsweise sehr viel größere mittlere Verkippungen von bis zu  $3^\circ$ .<sup>[227]</sup> Eine hohe mittlere Verkippung von  $1,54^\circ$  zeigt auch die längste der hier verwendeten Trägerstrukturen. Bei einer mittleren Länge von 10  $\mu\text{m}$  sind die Nanodrähte mechanisch nicht mehr so stabil, dass sie die exakte epitaktische Ausrichtung entlang der ganzen Säule aufrecht erhalten können. Wie



in Abbildung 4.4 zu beobachten, tendieren sie stark dazu sich in verschiedene Richtungen zu neigen, was die mittels XRD beobachtete große Halbwertsbreite in  $\omega$ -Richtung nach sich zieht.

Neben den Halbwertsbreiten unterscheiden sich in Abbildung 4.7 auch die gemessenen Intensitäten. Diese sind für die beiden kurzen Grundgerüste nahezu gleich, obwohl in der mittleren Kurve Säulen der doppelten Länge, d. h. ein in erster Näherung doppelt so großes Streuvolumen gemessen wurden. Da sich die Intensität der 1- $\mu\text{m}$ -langen Nanodraht-Struktur, d. h. das Streuvolumen, jedoch nicht verdoppelt, kann hier



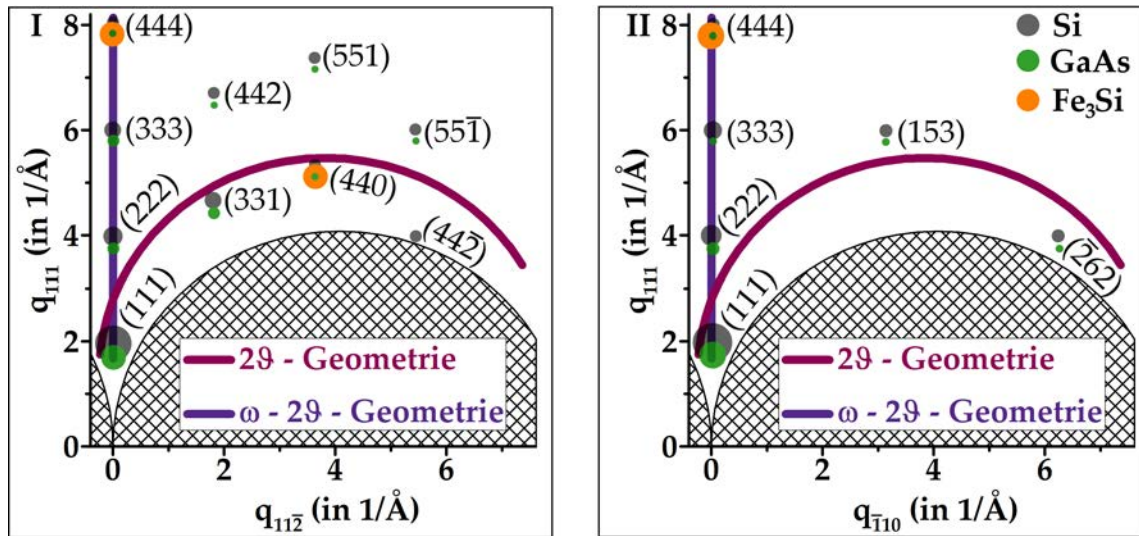
**Abbildung 4.7:** Röntgenprofile des GaAs(111)-Reflexes in  $\omega$ -Geometrie für die drei GaAs-Nanosäulen-Trägerstrukturen.

entweder die Dichte der Säulen etwa nur halb so groß sein, muss der Durchmesser sehr viel kleiner sein oder beide Größen nehmen gleichzeitig ab. Nimmt man den Ga-Fluss und die Wachstumszeit als Richtwert für die Menge an Material, welches während des MBE-Wachstums auf die Probe aufgebracht wurde, so belaufen sich diese für das kürzeste Grundgerüst entsprechend einer planaren GaAs-Wachstumsrate von 100 nm/h und 13 min. Für die 1- $\mu\text{m}$ -langen Säulen wurde ein Ga-Fluss entsprechend einer planaren GaAs-Wachstumsrate von 200 nm/h und eine Wachstumszeit von 30 min verwendet (siehe Anhang A). Sowohl der aufgebrachte Fluss als auch die Zeit wurden deutlich erhöht und können somit die beobachtete, übereinstimmende Intensität nicht erklären. Darüber hinaus kann dies auch nicht durch eine höhere Temperatur und demzufolge durch eine größere Rate an desorbierendem Material erklärt werden, denn die Substrattemperatur betrug für die 200-nm-langen Säulen 620 °C und für die 1- $\mu\text{m}$ -langen 570 °C. Die Intensität der längsten Trägerstruktur beträgt hingegen das 200-fache derjenigen der beiden kurzen, obwohl das aufgebrachte Material entsprechend der Werte in Anhang A nur verzehnfacht wurde. Hier wird deutlich, wie groß die Spannweite in der Nanosäulen-Morphologie aufgrund des selbst-organisierten Wachstums ist.

Das 10- $\mu\text{m}$ -lange GaAs-Nanosäulen-Grundgerüst hebt sich schließlich in der XRD

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

noch weiter von den anderen Trägerstrukturen ab. Dies geht aus Röntgenprofilen, aufgenommen in  $\omega$ - $2\theta$ - und  $2\theta$ -Geometrie hervor. Wie in der Abbildung 4.8 anhand zweier Schnittebenen durch den reziproken Raum senkrecht zur Probenoberfläche skizziert ist, wird in einer  $\omega$ - $2\theta$ -Messung die gestreute Intensität entlang der Probennormalen aufgenommen (dicke Linie in dunklem Violett). Bei derjenigen um  $2\theta$  wurde der Winkel  $\omega = 20^\circ$  festgehalten. Somit bewegt man sich entlang der in Abbildung 4.8 in dunklem Rotviolett dargestellten Linie durch den reziproken Raum. Reflexe eines Einkristalls werden hierbei nicht getroffen. Polykristallines Material hingegen besitzt keine scharf definierten Beugungsmaxima, sondern homogen verbreiterte Intensitätsverteilungen in Kugelflächenform. Das Zentrum dieser Kugelflächen entspricht dem Ursprung des reziproken Raumes und der Radius dem Betrag des zugehörigen Streuvektors  $\vec{Q}_{hkl}$ . Im



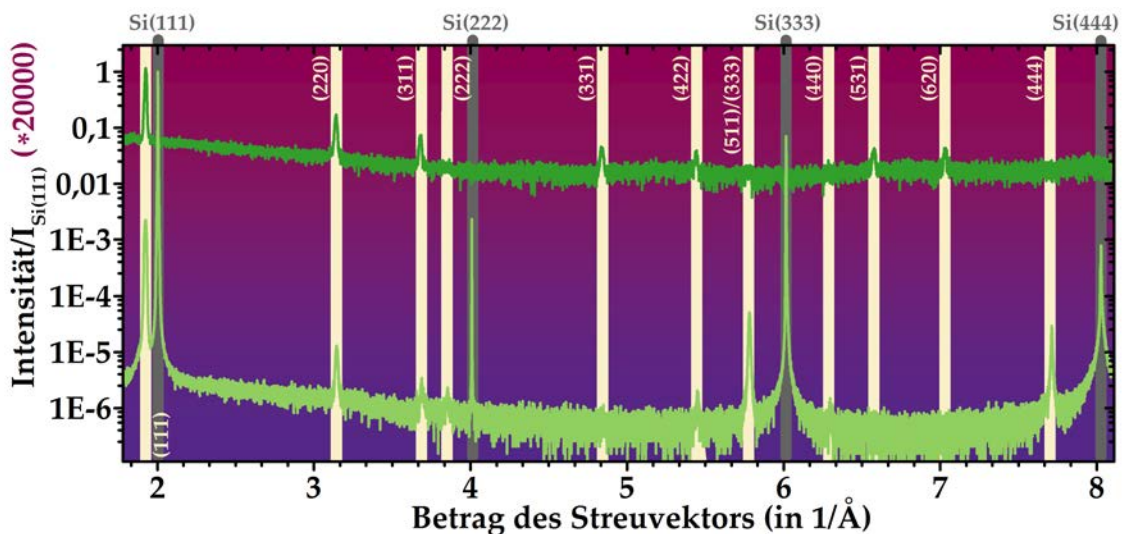
**Abbildung 4.8:** Skizzierung des Verlaufes der gemessenen Kurven in  $\omega$ - $2\theta$ - (dunkles Violett) und  $2\theta$ -Geometrie (dunkles Rotviolett) durch den reziproken Raum anhand zweier Schnittebenen senkrecht zur Probenoberfläche. Die Beugungsreflexe des Si- und GaAs-Einkristalls sind angegeben. Die Reflexe des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  stimmen mit denen des GaAs aufgrund der Gitterangepasstheit überein. Hervorgehoben sind nur die Fundamentalreflexe des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ . Die schraffierte Fläche gibt den mittels XRD nicht zugänglichen Bereich des reziproken Raumes wider.

Schnitt der in Abbildung 4.8 dargestellten Ebenen im reziproken Raum ergeben sich durch solches Material konzentrische Kreisbögen durch die jeweilige Position der eingezeichneten Reflexe des Einkristalls. Diese Kreisbögen, so vorhanden, werden sehr wohl durch die Kurve der  $2\theta$ -Geometrie gekreuzt. Sie stellt somit quasi eine Pulvermessung nach. Die hier beobachteten Intensitätsmaxima entsprechen Kristalliten, welche in zufälliger Orientierung in der Probe vorliegen. Um die jeweilige Messgeometrie der einzelnen Kurven deutlicher hervorzuheben werden im folgenden Text  $\omega$ - $2\theta$ -Profile stets mit der Linienfarbe in Abbildung 4.8, d. h. dunklem Violett hinterlegt,  $2\theta$ -Kurven hingegen entsprechend der Abbildung 4.8 mit dunklem Rotviolett.

In einem solchen  $2\theta$ -Röntgenprofil mit  $\omega = 20^\circ$  wurde für die beiden kurzen Trägerstrukturen kein einziges Maximum gefunden und die Profile entlang  $\omega$ - $2\theta$  zeigten ausschließlich diejenige des Si-Einkristalls sowie des epitaktisch orientierten ZB- und WZ-GaAs. Auf eine Darstellung dieser Kurven wurde deshalb verzichtet. Für das längs-

te Grundgerüst ergibt sich jedoch das in Abbildung 4.9 dargestellte Bild.

Im  $\omega$ - $2\theta$ -Profil (untere Kurve in Abbildung 4.9) finden sich neben den oberhalb des Diagrammes indizierten und grau nachgezeichneten Si-Reflexen auch Reflexe des GaAs. Letztere sind durch helle Linien hervorgehoben und ebenfalls in heller Farbe indiziert. Unter ihnen finden sich nicht nur die der epitaktischen Orientierung entsprechenden ZB- bzw. WZ-Reflexe, sondern zusätzliche Intensitätsmaxima für die drei neben den  $\{111\}$ -Ebenen am stärksten beugenden Netzebenenscharen  $\{220\}$ ,  $\{311\}$  und  $\{422\}$  des polykristallinen Materials. In der oberen  $2\theta$ -Kurve (rotviolett hinterlegt) finden sich noch deutlich mehr Orientierungen. Zwar ist auch hier davon auszugehen, dass alle Drähte einkristallin sind, durch die mechanisch bedingte große Verkipfung der Säulen erscheint ein Ensemble aus vielen solchen Nanodrähten jedoch als ein quasi polykristallines Gefüge. Trotz der sehr stark in Erscheinung tretenden, dem polykristallinen Material



**Abbildung 4.9:** Röntgenprofil in  $2\theta$ -, rotviolett hinterlegt, und  $\omega$ - $2\theta$ -Geometrie, violett hinterlegt, des GaAs-Nanosäulen-Grundgerüsts der Länge 10  $\mu\text{m}$ . Die Reflexe des Si-Substrates sind durch graue Linien hervorgehoben und oberhalb des Diagrammes indiziert. Die in den Profilen vorhandenen Reflexe des GaAs sind hingegen durch helle Linien nachgezeichnet und direkt im Diagramm indiziert.

zugeordneten Beugungsintensitäten in Abbildung 4.9 ergibt ein direkter Vergleich der integrierten Intensität des  $(111)$ -Reflexes der  $2\theta$ -Kurve mit derjenigen des  $\omega$ - $2\theta$ -Profils nur einen effektiv polykristallinen Volumenanteil von rund 0,6 %. Denkbar ist darüber hinaus außerdem, dass die parasitären Inseln zwischen den Nanosäulen polykristalline Eigenschaften besitzen und demzufolge ebenfalls zu den beobachteten Reflexen beitragen. Ob dies der Fall ist oder allein die Verkipfung der Säulen für die quasi polykristallinen Phasen verantwortlich ist, kann jedoch nur durch Charakterisierungsmethoden mit hoher lateraler Auflösung wie mikrofokussierter XRD oder TEM geklärt werden.

## Zusammenfassung

Zu den drei verwendeten Nanodraht-Grundgerüsten lässt sich festhalten, dass alle Säulen epitaktisch entsprechend des Si-Substrates orientiert sind und sowohl aus einkristallinem ZB- als auch WZ-GaAs bestehen. Dabei variiert der Anteil von ZB zu WZ mit der

#### *4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen*

Trägerstruktur. Ob und inwieweit diese alternierenden Bereiche von WZ und ZB Auswirkungen auf das Wachstum der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hülle haben, kann jedoch aufgrund von fehlenden Erfahrungen der Epitaxie des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  auf Substraten mit WZ-Kristallstruktur nicht abgeschätzt werden. Die 10- $\mu\text{m}$ -langen Säulen zeichnen sich darüber hinaus durch eine große, mechanisch bedingte Verkipfung aus. Die Säulenseitenflächen sind glatt und bilden Facetten der Ebenenschar  $\{1\bar{1}0\}$  mit einem hexagonalen Querschnitt. Der Drahtdurchmesser ist im Schnitt am geringsten für die 200-nm-langen Säulen und am größten für die längsten Drähte, er variiert jedoch enorm innerhalb der einzelnen Proben. Die Dichte der Nanodrähte liegt für alle drei Trägerstrukturen im gleichen Bereich, variiert jedoch ebenfalls stark über die Probenfläche. Schließlich finden sich stets parasitäre GaAs-Inseln zwischen den Säulen.

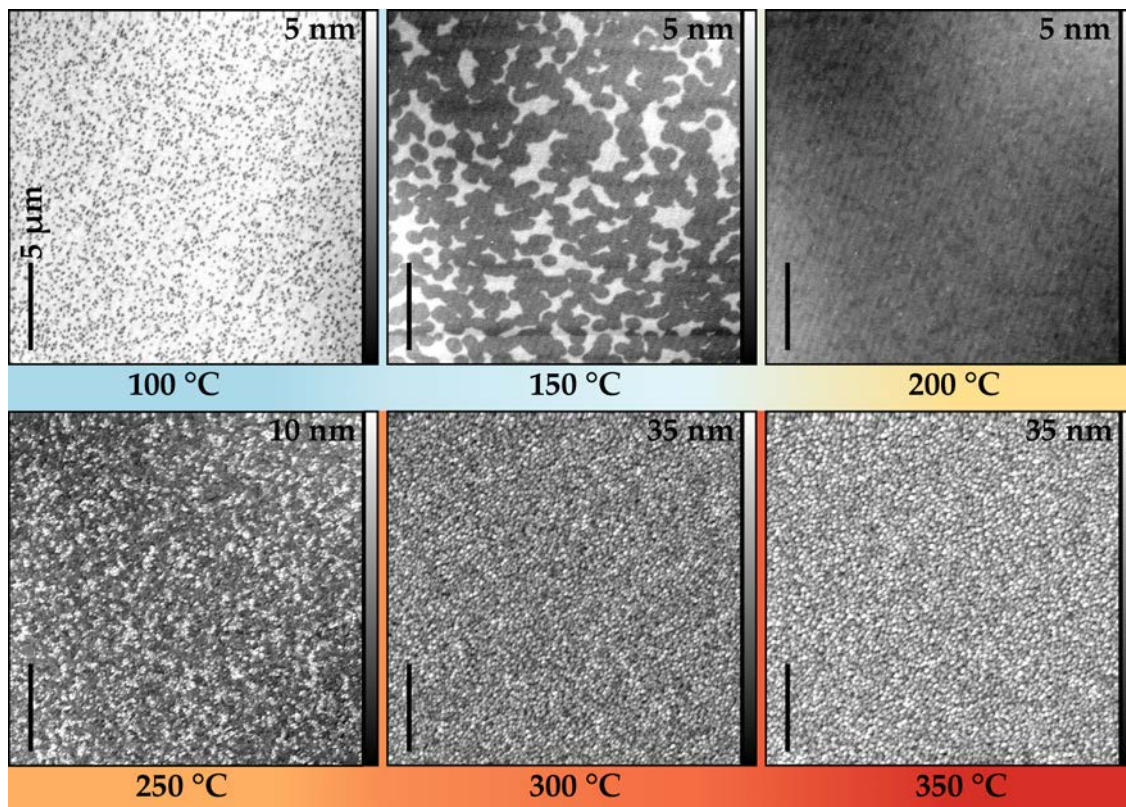


## 4.2. Planare $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten auf Si-Oxid/Si(111)-Substraten

Um die Änderungen in den morphologischen und kristallinen Eigenschaften des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstums auf einen Anteil der Nanosäulen-Hüllen als auch auf einen der parasitären  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht zwischen den Säulen beziehen zu können, wurden hier, wie anfangs schon erwähnt, zusätzlich planare Vergleichsproben untersucht. Diese bestehen aus einem  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Film gleicher Dicke wie die parasitäre Schicht zwischen den Säulen der später vorgestellten Kern-Hüllen-Strukturen. Ebenfalls gleich ist das hier verwendete Si-Substrat, d. h. 2-Zoll-große, (111)-orientierte Wafer bedeckt mit einer dünnen, amorphen Schicht Si-Oxid. Eine Übersicht der einzelnen Proben findet sich in Anhang A. Die Eigenschaften vergleichbar dicker, unverspannter, jedoch epitaktischer, einkristalliner  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Filme auf GaAs(111)B-Substraten können zum Vergleich ebenfalls im Anhang C nachgeschlagen werden.

### 4.2.1. Morphologie

Die Morphologie der planaren Vergleichsproben auf Si-Oxid/Si(111)-Substraten wurde mittels AFM analysiert. Ihre Entwicklung mit der Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ist



**Abbildung 4.10:** AFM-Aufnahmen von planaren  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten, hergestellt bei verschiedenen Temperaturen auf Si-Oxid/Si(111)-Substraten. Die laterale Skala gibt bei allen Aufnahmen  $5\text{ }\mu\text{m}$  an. Die Graustufenskala der Morphologie erstreckt sich von  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  bis  $200\text{ }^{\circ}\text{C}$  von 0 bis  $5\text{ nm}$ , für  $250\text{ }^{\circ}\text{C}$  von 0 bis  $10\text{ nm}$  und für  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $350\text{ }^{\circ}\text{C}$  von 0 bis  $35\text{ nm}$ .

in Abbildung 4.10 dargestellt. Die den einzelnen Abbildungen zugehörigen Werte der rms-Rauigkeit finden sich in der Tabelle 4.1 zusammengefasst.

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

Eine Substrattemperatur von 200 °C liefert die ebensten Fe<sub>3</sub>Si-Schichten mit einer rms-Rauigkeit von nur 3 Å. Zu tieferen Temperaturen hin rauen sich diese geringfügig auf. Für 100 und 150 °C kann man zudem eine Texturierung der Oberfläche aus unregelmäßig angeordneten, tiefer liegenden und kreisrunden Absenkungen beobachten. Die

	100 °C	150 °C	200 °C	250 °C	300 °C	350 °C
rms-Rauigkeit	0,8 nm	0,9 nm	0,3 nm	1,9 nm	5,6 nm	6,0 nm

**Tabelle 4.1:** Abhängigkeit der rms-Rauigkeit planarer Fe<sub>3</sub>Si-Schichten auf Si-Oxid/Si(111) von der Substrattemperatur.

Kreisscheiben haben bei 150 °C Durchmesser von ca. 1 nm, bei 100 °C beträgt dieser nur einen Bruchteil davon. Für Substrattemperaturen über 200 °C steigt die rms-Rauigkeit kontinuierlich bis auf 6 nm bei 350 °C, wobei die größte Zunahme um mehr als 60 % zwischen 250 und 300 °C zu verzeichnen ist. Die Oberfläche der Schichten zeigt nun eine körnige Textur, deren Korngröße mit der Temperatur leicht steigt, jedoch auch bei 350 °C noch im Sub-Nanometerbereich liegt.

Um glatte Fe<sub>3</sub>Si-Schichten auf Si-Oxid/Si(111) zu erhalten, ist somit eine Temperatur von 200 °C optimal. Dass sich die Oberfläche der Filme zu tieferen Temperaturen hin aufraut, ist höchstwahrscheinlich der auf stetig kürzer werdende Distanzen limitierten Diffusionsprozesse der Adatome während es Wachstums zuzuschreiben. Für Temperaturen oberhalb von 200 °C ist von der planaren Heteroepitaxie des Fe<sub>3</sub>Si auf GaAs hingegen bekannt, dass Fe Atome hier sehr stark mit Ga und As reagieren. In Schichten, hergestellt bei 400 °C, fand man als Resultat dieser Reaktionen Kristallkörner unterschiedlicher Orientierung und/oder Zusammensetzung sowie raue Ober- und Grenzflächen.<sup>[47–49]</sup> In der planaren Epitaxie des Fe<sub>3</sub>Si auf Ge(111)-Substraten fanden sich Hinweise auf ähnliche Grenzflächenreaktionen in der Form einer ausgeprägten, paramagnetischen Zwischenschicht schon bei 300 °C.<sup>[228,229]</sup> Auch in der planaren Epitaxie des Fe<sub>3</sub>Si auf Si(001)-Substraten wurde in der Folge von Interdiffusionsprozessen bei Temperaturen um 350 °C eine zu gleichen Teilen aus Fe und Si bestehende Zwischenschicht an der Grenzfläche beobachtet.<sup>[230]</sup> Für Fe<sub>3</sub>Si-Quantenpunkte auf Si-Oxid/Si(111)-Substraten mit nativem Oxid fand sich schließlich eine B2-geordnete Fe<sub>3</sub>Si-Phase aufgrund von Grenzflächenreaktionen einzig für Temperaturen unterhalb von 320 °C.<sup>[231]</sup> Dies legt nahe, dass die hier beobachtete körnige Oberfläche bei einem Wachstum oberhalb von 200 °C ebenfalls auf Reaktionen und Interdiffusionsprozesse der beteiligten Elemente Fe und Si zurückgeht.

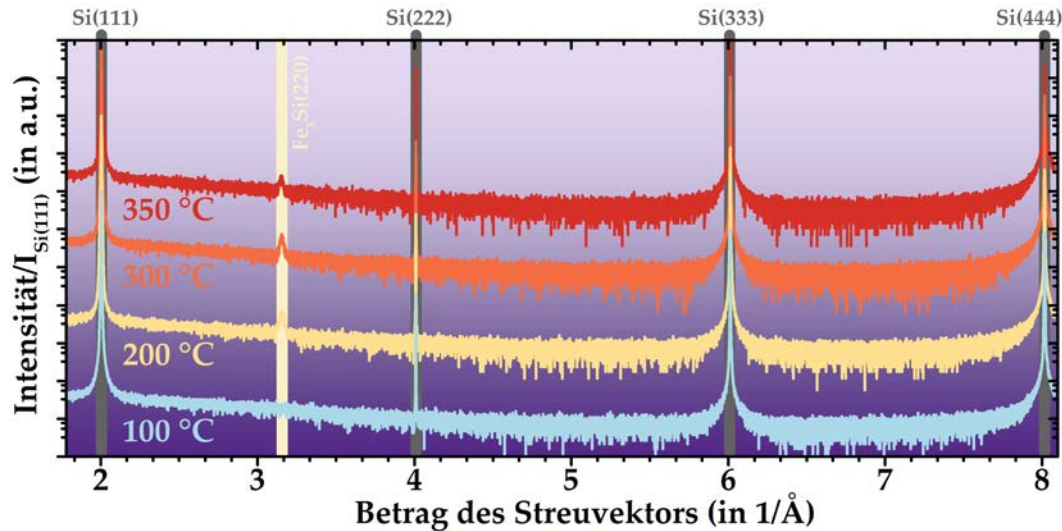
#### 4.2.2. Kristallstruktur

Die Röntgenprofile dieser Fe<sub>3</sub>Si-Filme in Abhängigkeit der Temperatur sind in den Abbildungen 4.11 für Messungen entlang  $\omega$ -2 $\theta$  und 4.12 für 2 $\theta$  zu finden.

Unterhalb einer Substrattemperatur von 200 °C treten weder in der Kurve der  $\omega$ -2 $\theta$ - noch in derjenigen der 2 $\theta$ -Geometrie andere Reflexe denn diejenigen des epitaktischen Si-Substrates auf. Ab 200 °C ist der Fe<sub>3</sub>Si (220)-Reflex deutlich entlang  $\omega$ -2 $\theta$  und 2 $\theta$  zu sehen. In 2 $\theta$ -Geometrie ist bei 200 °C außerdem der Fe<sub>3</sub>Si (533)-Reflex vorhanden. Darüber hinaus ist bei höheren Temperaturen in 2 $\theta$  schließlich ebenfalls der Fe<sub>3</sub>Si (422)-Reflex präsent.

Eine genauere Analyse der Intensitäten der Beugungsreflexe (220) und (422) ergibt

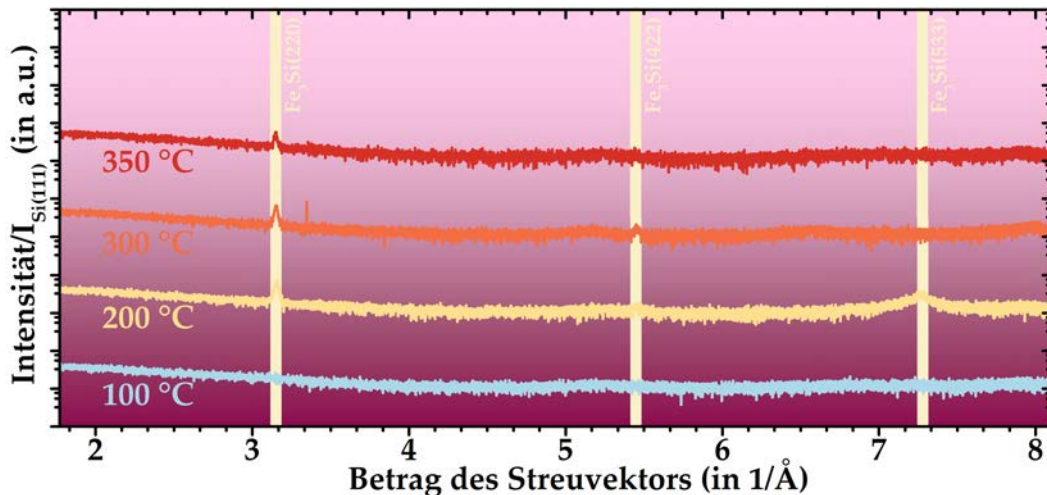
das in Abbildung 4.13 dargestellte Bild. Hierzu wurden beide Reflexe im Bereich von  $(3,051/\text{\AA} \leq q \leq 3,251/\text{\AA})$  bzw.  $(5,351/\text{\AA} \leq q \leq 5,551/\text{\AA})$  durch eine Gauß-Lorenz-Kurve angepasst (nachdem zuvor das Untergrundrauschen abgezogen worden war). Die Gesamtintensität wurde schließlich aus der Anpassung entnommen. Die integrier-



**Abbildung 4.11:** XRD-Profile, aufgenommen entlang  $\omega$ - $2\theta$ , für die bei verschiedenen Temperaturen hergestellten Fe<sub>3</sub>Si-Schichten auf Si-Oxid/Si(111).

ten Intensitäten des (220)-Reflexes für Messungen in  $\omega$ - $2\theta$ - (dunkles Violett) und  $2\theta$ -Geometrie (dunkles Rotviolett) über der Fe<sub>3</sub>Si-Wachstumstemperatur finden sich in Abbildung 4.13 zusammen mit einem kleineren Einsatz, der den Verlauf der Intensität des (422)-Reflexes in der  $2\theta$ -Messung angibt.

Bei 200 °C erscheint erstmals der (220)-Reflex mit maximaler Intensität. Bis zu einer



**Abbildung 4.12:** XRD-Profile, aufgenommen entlang  $2\theta$ , für die bei verschiedenen Temperaturen hergestellten Fe<sub>3</sub>Si-Schichten auf Si-Oxid/Si(111).

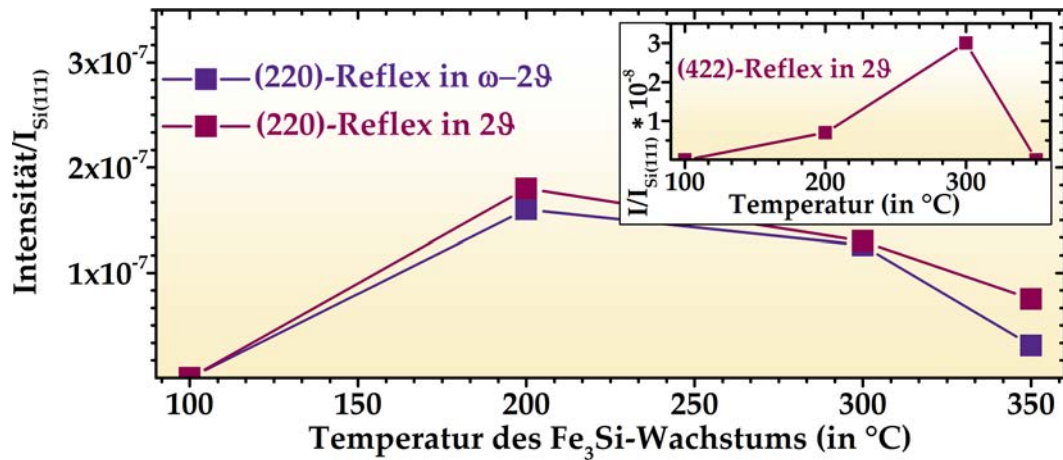
Temperatur von 300 °C nimmt diese nur geringfügig ab und sinkt schließlich deutlich bei 350 °C. Dabei stimmen die Intensitäten in  $\omega$ - $2\theta$ - und  $2\theta$ -Geometrie nahezu überein. Der (422)- tritt gleichzeitig mit dem (220)-Reflex, jedoch nur in der  $2\theta$ -Messung in Er-



#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

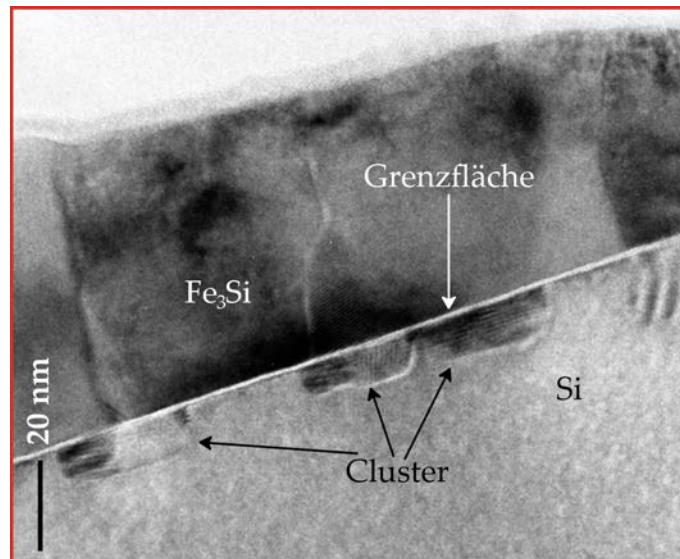
scheinung, erreicht maximale Intensität bei 300 °C und verschwindet für Temperaturen oberhalb von 300 °C.

Für planare Fe<sub>3</sub>Si-Schichten, hergestellt auf amorphem Si-Oxid ergibt sich aus dieser



**Abbildung 4.13:** Integrierte Intensitäten des (220)- und im kleineren Einsatz des (422)-Reflexes bei einer Messung in  $\omega$ -2 $\theta$ - (dunkles Violett) als auch 2 $\theta$ -Geometrie (dunkles Rotviolett) in Abhängigkeit der Fe<sub>3</sub>Si-Wachstumstemperatur.

Auswertung unterhalb von 200 °C amorphes bis mit sehr kleinen Korngrößen polykristallines Material. In einem Temperaturbereich von 200 bis 300 °C sind die untersuchten Schichten deutlich polykristallin. Da jedoch nicht alle Beugungsreflexe polykristallin erscheinen, sind die Korngrößen auch in diesem Temperaturbereich noch recht klein oder/und die Kristallordnung des Materials ist nicht homogen. Bei 350 °C ist das ge-



**Abbildung 4.14:** TEM-Vielstrahlaufnahme einer Fe<sub>3</sub>Si-Schicht auf Si-Oxid/Si(111) hergestellt bei 350 °C. Aufgenommen von Dr. Bernd Jenichen.

ringe Maß an vorher erreichter Kristallordnung schließlich fast wieder verschwunden. Nähere Informationen über die Ursachen dieses Verschwindens finden sich anhand ei-

ner TEM-Vielstrahlaufnahme der Abbildung 4.14.

Die  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht ist als dunkler Streifen auf dem Si-Substrat deutlich zu erkennen. Sie zeigt übereinstimmend mit den AFM-Untersuchungen des vorherigen Abschnittes 4.2.1 eine raue Oberfläche. Die Kristallorientierung innerhalb der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht ist aufgrund der variierenden Intensitätsverteilung in Abbildung 4.14 nicht homogen. Es lassen sich sogar einzelne Korngrenzen erkennen. An der Grenzfläche finden sich im Substrat Präzipitate in der Form von einzelnen Clustern mit einer Ausdehnung von rund 30 nm. Diese reichen rund 10 nm in das Si hinein. Auch hier ist die Kristallorientierung aufgrund der variierenden Intensitätsverteilung nicht homogen. Die bei dem linken und rechten Cluster in Erscheinung tretenden Oszillationen der Intensität entstehen nach dem Moiré-Effekt bei der Durchstrahlung von zwei oder mehreren Körnern, deren Kristallorientierung gegeneinander verdreht ist. Die Bildung solcher Präzipitate an der Grenzfläche durch Grenzflächenreaktionen und Interdiffusionsprozesse während des Wachstums ist, wie bereits erwähnt, aus der Literatur hinlänglich bekannt. Sie sind somit auch bei den hier vorgestellten Proben für die beobachtete Degradierung der Kristallqualität bei hohen Temperaturen verantwortlich.

### Zusammenfassung

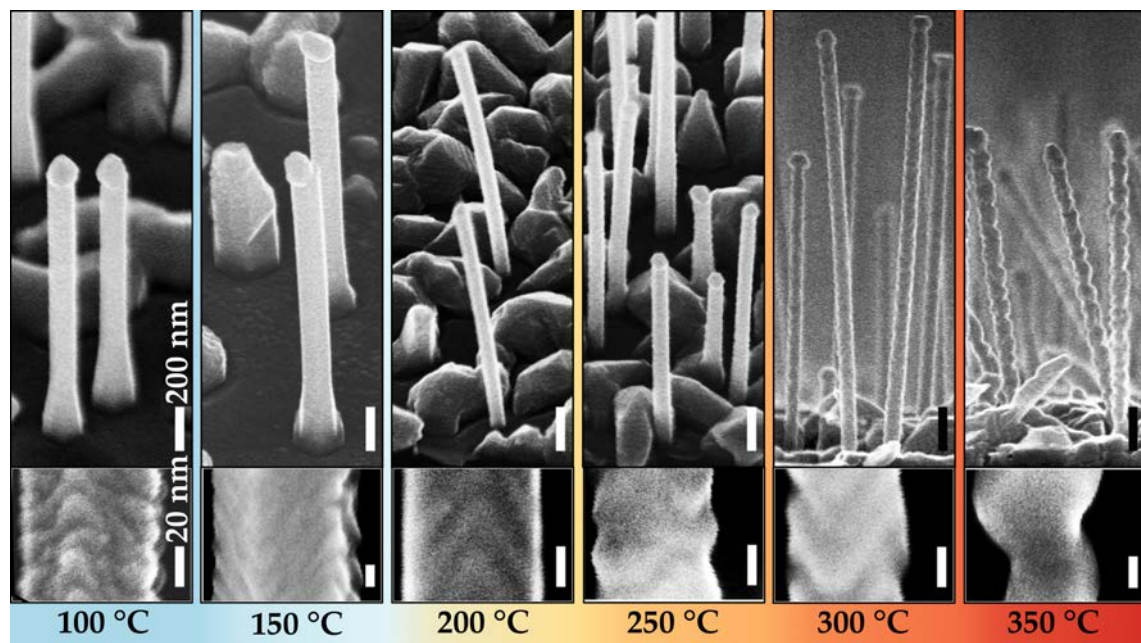
Über die planaren  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten auf Si-Oxid/Si(111)-Substraten lässt sich zusammenfassend sagen, dass sie polykristalline Eigenschaften besitzen. Unterhalb von 200 °C sind die Korngrößen in den Filmen entweder sehr klein oder die Schichten sogar ähnlich dem ihnen zugrunde liegenden Si-Oxid amorph. Gleichzeitig ist die Morphologie der Oberfläche sehr glatt, wobei sie dennoch charakteristische, kreisförmige Strukturen zeigt. Letztere verschwinden bei 200 °C. Oberhalb dieser Temperatur rauen sich die Oberflächen zunehmend auf. Die Morphologie besitzt nun eine körnige Struktur. Bei 350 °C liegen schließlich Präzipitate im Si-Substrat an der Grenzfläche zur  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht vor. Sowohl diese Präzipitate als auch die körnige Morphologie lassen sich mit hoher Wahrscheinlichkeit auf Grenzflächenreaktionen und Interdiffusionsprozesse während des Wachstums zurückführen.

### 4.3. Mit $\text{Fe}_3\text{Si}$ ummantelte GaAs-Nanosäulen

Das MBE-Wachstum der Ummantelung von GaAs-Nanosäulen mit stöchiometrischem  $\text{Fe}_3\text{Si}$  bietet zwei freie Parameter; die Substrattemperatur und die Wachstumsdauer. Beide wurden in verschiedenen Studien getrennt voneinander variiert. Ihr Einfluss auf die Morphologie und die Kristallstruktur der Säulen wird im Folgenden diskutiert. Eine Übersicht der Proben einschließlich einer Beschreibung aller Parameter des MBE-Wachstums ist in Anhang B zu finden.

#### 4.3.1. Morphologie

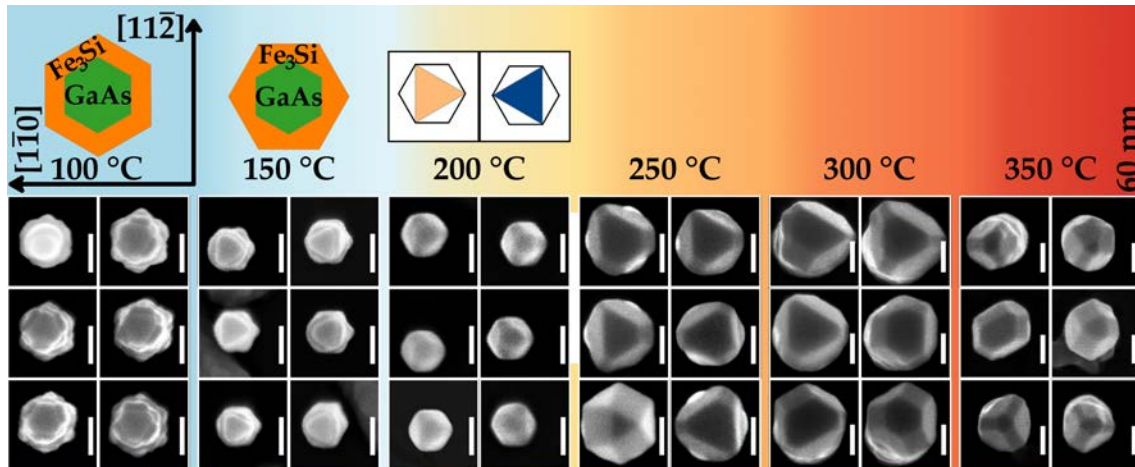
Die Abhängigkeit der Morphologie von der Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ist in den Abbildungen 4.15 und 4.16 dargestellt, die Temperatur wurde dabei in einem Bereich von 100 bis 350 °C variiert. Dieses Temperaturfenster entspricht den üblichen Werten in der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Epitaxie. Für die Wachstumsdauer wurde eine Zeit von 3 h gewählt, was einer planaren Schichtdicke von rund 70 nm entspricht. Abbildung 4.15 zeigt REM-Seitenansichten von 1- $\mu\text{m}$ -langen Säulen sowohl in der Gesamtheit der Drähte mit einer Skala von 200 nm als auch in stark vergrößerten Ausschnitten mit einer Skala von 20 nm. Die Säulen in dieser Abbildung zeigen eine kugelförmige Struktur auf den Köpfen. Diese stammt vom nur teilweise verbrauchten Ga-Tropfen zum Ende des selbstinduzierten Wachstums der GaAs-Nanodrähte. In Abbildung 4.16 finden sich hingegen



**Abbildung 4.15:** REM-Bilder von typischen mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen von 1  $\mu\text{m}$  Länge in einer Skala von 200 nm mit jeweils einer Nahaufnahme etwa in der Mitte der Säulen in einer Skala von 20 nm für verschiedene  $\text{Fe}_3\text{Si}$  Wachstumstemperaturen.

REM-Aufsichten auf 200-nm-lange Säulen. Dabei wurde hier die Ausrichtung von je sechs Säulen zur Orientierung des Si-Substrates in Beziehung gesetzt. Die Orientierung der  $\{111\}$ -Ebene ist ganz oben links angegeben. Die Skala beträgt bei all diesen Bildern 60 nm. In der obersten Bilderreihe in Abbildung 4.16 finden sich schließlich charakteris-

tische Strukturen der REM-Aufsichten mittels einer Skizze hervorgehoben. Die Skizzen geben keine kristallographischen Ebenen, sondern nur den beobachteten REM-Kontrast wider. Aufgrund der in Abbildung 4.15 deutlich zu beobachtenden Verkipfung der



**Abbildung 4.16:** REM-Aufsichten von typischen mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen einer Länge von 200 nm für verschiedene Wachstumstemperaturen. Die Orientierung der Aufsichtsebene entlang der  $[111]$ -Richtung entspricht in allen Bildern der links bei 100 °C dargestellten, die Skala beträgt stets 60 nm.

langen Säulen, wurde für eine solche Analyse zu den mechanisch sehr viel stabileren, kürzeren Drähten übergegangen.

Bei tiefen  $\text{Fe}_3\text{Si}$  Wachstumstemperaturen zeigen die Seitenflächen der Säulen eine charakteristische, kurzstrukturierte Morphologie. Diese verschwindet mit zunehmender Temperatur und ist bei 200 °C nicht mehr vorhanden. Die Seitenflächen der Drähte sind hier außerordentlich glatt, zeigen jedoch dennoch einen Kontrast in der Form einer Pfeilspitze. Darüber hinaus behält der Säulenquerschnitt bei dem Ummanteln mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  bei einer Substrattemperatur von 100 °C sowohl seine hexagonale Form als auch seine Orientierung exakt entsprechend des GaAs-Kerns, dargestellt in Abbildung 4.2, bei. Dies ist in Abbildung 4.16 durch die Skizze oberhalb der bei 100 °C ummantelten Nanodrähte verdeutlicht. Die Form des Querschnitts ist darüber hinaus gekennzeichnet durch hervorstehende Ecken. Bei der Temperaturerhöhung bis auf 200 °C glätten sich diese. Bei 150 °C und höheren Temperaturen lässt sich jedoch ein hexagonaler Säulenquerschnitt der mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten Strukturen, welcher um 30° gegenüber demjenigen des GaAs-Kerns verdreht ist, wahrnehmen. Dies ist mittels der Skizze oberhalb der REM-Bilder in Abbildung 4.16 für 150 °C dargestellt. Bei 200 °C bilden die Säulen schließlich  $\{111\}$ -Kopffacetten in dreieckiger Form aus, welche einheitlich mit einer Kante entlang der  $[112]$ -Richtung und einer Spitze entweder in  $[\bar{1}10]$ - oder  $[1\bar{1}0]$ -Richtung ausgerichtet sind. Die zur dreieckigen  $\{111\}$ -Kopffacetten stets um den gleichen Winkel geneigten Seitenfacetten besitzen somit eine sechszählige Symmetrie. Bei Wachstumstemperaturen über 200 °C bilden die Drähte schließlich eine unregelmäßige und langstrukturierte Textur aus, die besonders bei 350 °C ins Auge fällt. Dabei zeigen die Säulen bei 250 °C immer noch die gegenüber des GaAs-Kerns um 30° verdrehte hexagonale Form, der Säulenkopf ist nun jedoch in Bezug zum Mittelteil verdreht und bildet keine sechseckige, sondern eher eine unregelmäßige Form aus. Schließlich ist auch die Form der Kopffacetten nicht mehr einheitlich über alle Säulen. Dasselbe gilt für die Temperatu-

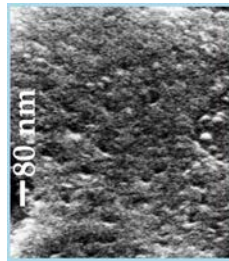


#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

ren 300 und 350 °C, wobei der Mittelteil der Drähte nun ebenfalls keinen hexagonalen, sondern einen unregelmäßigen Querschnitt besitzt.

Offensichtlich wird die Morphologie der Nanodrähte durch ein Wechselspiel zwischen zwei verschiedenen Mechanismen bestimmt. Ähnlich den morphologischen Eigenschaften der planaren Vergleichsschichten aus dem vorangestellten Abschnitt 4.2.1 mündet dies in maximal glatte Seitenflächen bei einer Temperatur von 200 °C. Die zusätzliche Beobachtung einer einheitlichen Symmetrie in der Ausrichtung der Kopf- und Seiten-Facetten sowie der einheitlichen Verdrehung des hexagonalen Säulenquerschnittes um 30° gegenüber demjenigen des GaAs-Kerns zeigt, dass das Fe<sub>3</sub>Si der Hülle hier bestimmte Vorzugsrichtungen mit einer festen Beziehung zum GaAs-Kern besitzt.

Die Ursache der kurzstrukturierten Rauigkeit, welche zu tieferen Temperaturen hin auftritt, liegt höchstwahrscheinlich in einer stetig weiter unterdrückten Adatomdiffusion während des Wachstums. Sinkt die Adatomdiffusion unterhalb eines kritischen Wertes, so kann das Fe<sub>3</sub>Si keine langreichweitige Kristallordnung mehr ausbilden. Es bilden sich hingegen aufgrund der Fehlsubstitutionen im Kristall Kristallite verschiedenster Orientierung und Zusammensetzung. Dieser Zusammenhang ist aus der planaren Heteroepitaxie kristalliner Fe<sub>3</sub>Si-Schichten hinlänglich bekannt.<sup>[48,49]</sup> Dennoch zeigen planare Fe<sub>3</sub>Si-Filme in diesem Temperaturbereich eine sehr glatte Morphologie mit einer rms-Rauigkeit von 8 Å für Fe<sub>3</sub>Si auf Si-Oxid/Si(111) bzw. 11 Å für Fe<sub>3</sub>Si auf GaAs(111)B. Eine der Nanosäulen ähnlich charakteristische Oberflächenrauigkeit konnte in den hier vorgestellten Proben auch nicht für die zwischen den Säulen wachsende Fe<sub>3</sub>Si-Schicht beobachtet werden. Als Vergleich findet sich in Abbildung 4.17 eine REM-Nahaufnahme



**Abbildung 4.17:** REM-Bild der Fe<sub>3</sub>Si-Schicht zwischen den Säulen bei 100 °C.

der parasitären Fe<sub>3</sub>Si-Schicht zwischen den Säulen, hergestellt bei 100 °C. Die Morphologie von unregelmäßig angeordneten, tiefer liegenden und nahezu kreisförmigen Absenkungen ähnelt hier sehr stark derjenigen der planaren Vergleichsschichten aus dem vorangestellten Abschnitt 4.2.1. Auf den Nanodraht-Seitenflächen hingegen bestimmen eher längliche Einkerbungen mit einer gewissen Regelmäßigkeit die Morphologie.

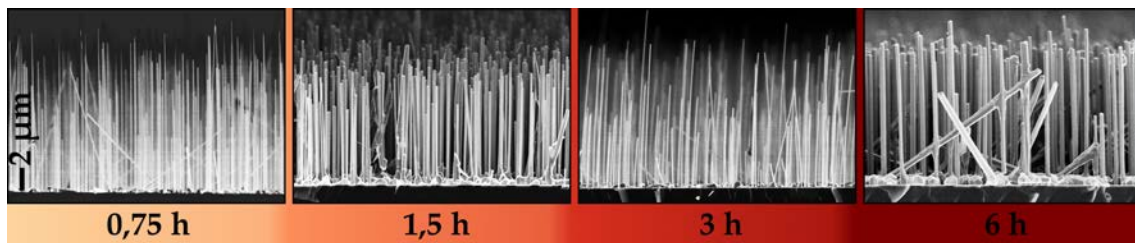
Die Unterschiede in den Oberflächenbeschaffenheiten der Säulenseitenflächen und der planaren Schicht zwischen den Säulen sind auf lokal verschiedene, epitaktische Prozesse zurückzuführen. Aus der Heteroepitaxie des Fe<sub>3</sub>Si auf GaAs-Substraten mittels MBE ist bekannt, dass das Wachstum eine sehr starke Abhängigkeit von den Wachstumsparametern und Substratoberflächen zeigt. So findet je nach den gewählten Wachstumsbedingungen entweder ein Wachstum im Volmer-Weber-<sup>[147,232–234]</sup> oder im Frank-van-der-Merve-Modus<sup>[235]</sup> statt. Darüber hinaus bestimmen Ausgangsoberfläche sowie Temperatur und Flussraten zusätzlich über die Art und Weise und den Zeitpunkt des Zusammenwachsens der Inseln im Volmer-Weber-Wachstum und somit letztendlich über die Morphologie der Schicht. Für das in dieser Arbeit vorgestellte Wachstum des Fe<sub>3</sub>Si einerseits auf den Seitenflächen von hochreinen GaAs-Nanosäulen und anderer-



seits auf amorphem Oxid zwischen den Säulen existieren lokal Unterschiede in allen drei genannten Wachstumsparametern. Erstens ist die Ausgangsoberfläche grundverschieden. Für die planare Schicht ist diese eine amorphe und für die Nanodrahthüllen eine hochreine, kristalline Fläche. Zudem besteht erstere aus Si-Oxid, die Säulen hingegen aus GaAs. Somit ist naheliegenderweise davon auszugehen, dass sich sowohl Haftkoeffizienten als auch Oberflächenenergien unterscheiden. Zweitens treffen die Materialflüsse lokal mit verschiedenen Raten auf die eben genannten Flächen auf. Allein aus geometrischen Überlegungen im Grenzfall von zu vernachlässigender Adatomdiffusion, welcher bei den hier diskutierten tiefen Temperaturen angenommen werden kann, ergeben sich die folgenden Unterschiede. Zum Wachstum eines dünnen Films trägt der gesamte, bereitgestellte Materialfluss  $\vec{F}$  bei. Mit dem Winkel  $\varphi$  der Effusionszellen gegen die Substratnormale besitzt  $\vec{F}$  einen Anteil  $F_{\perp} = \vec{F} \sin \varphi$  und  $F_{\parallel} = \vec{F} \cos \varphi$ . Geht man nun innerhalb einer ersten, groben Abschätzung mit  $\varphi \simeq 30^\circ$  davon aus, dass  $F_{\perp}$  den Hüllen der Nanosäulen und  $F_{\parallel}$  der Schicht zwischen den Säulen zur Verfügung steht, so beträgt der Materialfluss auf die parasitäre Schicht das 1,73-fache desjenigen der Nanodraht-Hülle. Er selbst jedoch ist ebenfalls auf das 0,87-fache des ursprünglichen Flusses reduziert. Drittens kann sich auch das Diffusionsverhalten von Adatomen auf den Säulenseitenflächen grundsätzlich von demjenigen auf einer planaren Oberfläche unterscheiden und wird darüber hinaus ebenfalls von der Rate des auftreffenden Materials beeinflusst. Schließlich ist es viertens möglich, dass sich die Wachstumstemperatur lokal zwischen Säulen und freier Substratfläche unterscheidet, da die thermischen Eigenschaften von GaAs, Si, Si-Oxid und sogar den Nanodrähten<sup>[6,236–248]</sup> nachweislich verschieden sind.

Im Gegensatz zur Morphologie bei tiefen Temperaturen gleicht die unregelmäßige, langstrukturierte Textur der Säulen bei Wachstumstemperaturen über  $200^\circ\text{C}$  derjenigen planarer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten auf Si-Oxid/Si(111). Ihre Ursache ist somit ebenfalls in den bereits diskutierten Interdiffusionsprozessen und Reaktionen an der Grenzfläche zu vermuten. Sieht man zudem genauer auf die in den Säulen möglichen Interdiffusionsprozesse, so stehen hier die Elemente Ga, As, Fe und Si an der Grenzschicht für Reaktionen zur Verfügung, im Fall der planaren Vergleichsschichten jedoch einzig Si und Fe. Die Reaktionsprodukte und damit einhergehend sicher auch die genaue Synthese werden dabei zwangsläufig, aufgrund der involvierten verschiedenen Elemente, unterschiedlich sein. Im Fall der Nanosäulen kommt hinzu, dass der hohe Oberflächenanteil im Vergleich zum Volumen und der sehr geringe Durchmesser der Nanodrähte Instabilitäten der Ober- und Grenzflächen befördert.<sup>[34,249–252]</sup> Dies könnte wiederum ebenfalls Interdiffusionsprozesse in den Säulen begünstigen.

Die Abhängigkeit der Morphologie von der Wachstumsdauer ist schließlich anhand



**Abbildung 4.18:** REM-Bilder von typischen  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen in stets derselben Skala von  $2\ \mu\text{m}$  für verschiedene  $\text{Fe}_3\text{Si}$  Wachstumsdauern.

von REM-Aufnahmen in Abbildung 4.18 dargestellt. Für die hier präsentierten Säulen

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

von 10  $\mu\text{m}$  Länge wurde die Zeit des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstums zwischen 45 min und 6 h variiert. Dies entspricht einer zweidimensionalen, planaren Materialabscheidung von 14 bis 108 nm. Um Grenzflächenreaktionen zu vermeiden, betrug die Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  hier 15  $^\circ\text{C}$ . Unter diesen Bedingungen von vernachlässigbarer Diffusion beträgt die zu erwartende Zunahme des Nanodraht-Durchmessers laut Gleichung 3.4 von 5,4 (0,75 h) bis 43 nm (6 h). Die REM-Aufnahmen in Abbildung 4.18 sind aufgrund der für diese langen Säulen gewählten Vergrößerung nicht geeignet, Strukturunterschiede von wenigen 10 bis 100 nm aufzulösen. Aus diesem Grund sind die Werte der Drahtdurchmesser, analysiert anhand mehrerer REM-Aufnahmen mit größerer Auflösung, zusätzlich in Tabelle 4.2 zu finden.

	GaAs-Kern	45 min	1,5 h	3 h	6 h
Draht- durch- messer	(40-150) nm	(60-200) nm	(50-240) nm	(80-200) nm	(130-400) nm

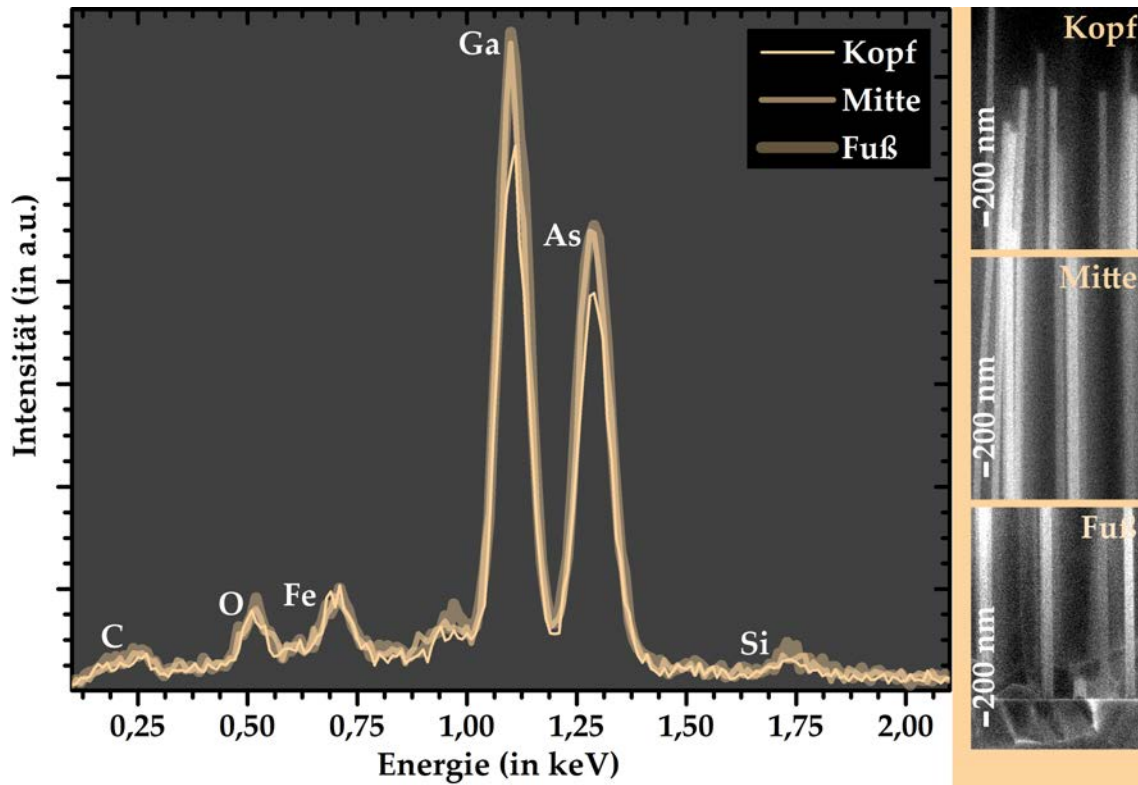
**Tabelle 4.2:** Variationsbereich des Nanodraht-Durchmessers von 10- $\mu\text{m}$ -langen Säulen ohne  $\text{Fe}_3\text{Si}$  und mit verschieden lang umhüllten Säulen.

Die Säulendurchmesser decken unabhängig von der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumsdauer einen nahezu gleich großen Bereich von über 100 nm ab. Einzig bei den am längsten ummantelten Säulen liegen die Durchmesser bei deutlich höheren Werten, streuen jedoch auch in einem ebenfalls größeren Bereich. Offensichtlich sind die Streuungen aufgrund des selbstorganisierten Nanodraht-Wachstums allein so enorm, dass sich außer für eine Zeit von 6 h kein Einfluss der Dauer der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Ummantelung auf den Säulendurchmesser ausmachen lässt. Maximalwerte von bis zu 400 nm finden sich bei einer Zeit von 6 h vor allem für die schräg gewachsenen Nanosäulen. Auf diese trifft aufgrund ihrer Ausrichtung mehr Material von den gerichtet einfallenden Molekularstrahlen auf, als auf senkrecht orientierte Nanodrähte. Darüber hinaus zeigen sie außerdem eine Zunahme des Durchmessers vom Fuß der Säule bis zum Kopf. Dies deutet auf signifikante Abschattungseffekte sowohl der Nanodraht-Füße und somit auch der Substratoberfläche vom Materialfluss, bedingt durch die hohe Anzahldichte und Länge der Säulen hin.

Deutlicher zeigt dies eine Auswertung von EDX-Spektren, aufgenommen jeweils am Fuß, in der Mitte und am Kopf von Nanosäulen verschiedener Wachstumsdauer. Bei den EDX-Messungen wurde mit einer Energie von 4 keV angeregt. Die Eindringtiefe und laterale Auflösung beträgt somit einige 10 nm. Das heißt auch bei einer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumsdauer von 6 h setzt sich das EDX-Signal aus Anregungsprozessen sowohl der Nanodraht-Hülle als auch des Nanodraht-Kerns zusammen. Abbildungen 4.19 und 4.20 zeigen exemplarisch EDX-Spektren von Nanosäulen jeweils in der Probenmitte und am Probenrand für eine  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumsdauer von 45 min.

Alle drei Spektren in den jeweiligen Abbildungen 4.19 und 4.20 zeigen ein deutliches Fe-Signal und ein geringeres Si-Signal in Übereinstimmung des stöchiometrischen Materialverhältnisses von 3:1. Hieraus kann geschlossen werden, dass die Ummantelung mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  simultan überall auf den Säulen gleichmäßig stattfindet. Etwaige Abschattungseffekte der Nanosäulen untereinander sind auch bei einer Säulenlänge von 10  $\mu\text{m}$  und der hier vorliegenden Dichte von rund  $2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$  in der Probenmitte und rund  $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$  am Probenrand noch nicht so stark, dass die Nanodraht-Füße komplett vom Materialfluss abgeschirmt sind. Am Probenrand jedoch erreicht die Dichte nahezu die

Grenze ab welcher die Substratoberfläche zwischen den Säulen vollkommen abgeschattet ist. Hier ist das Fe-Signal des Spektrums am Fuß des Drahtes in Abbildung 4.20 nur geringfügig größer als das Detektionslimit. Eine deutlich ausgeprägte, parasitäre Schicht zwischen den Säulen ist somit unter diesen Umständen kaum zu vermuten.



**Abbildung 4.19:** EDX-Spektren vom Fuß, von der Mitte und vom Kopf einer typischen mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten Nanosäule aus der Probenmitte mit zugehörigen REM-Bildern in einer Skala von 200 nm für eine  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumsdauer von 45 min. *Aufgenommen von Dr. Uwe Jahn.*

Es ist demzufolge möglich, durch eine gezielte Anpassung der Länge der Nanosäulen und der Nanodraht-Dichte das parasitäre Wachstum zwischen den Säulen komplett zu unterdrücken. Im Hinblick auf eine spätere Verwendung der ummantelten Drähte in Bauelementen ist dies ein sehr wichtiger Aspekt.

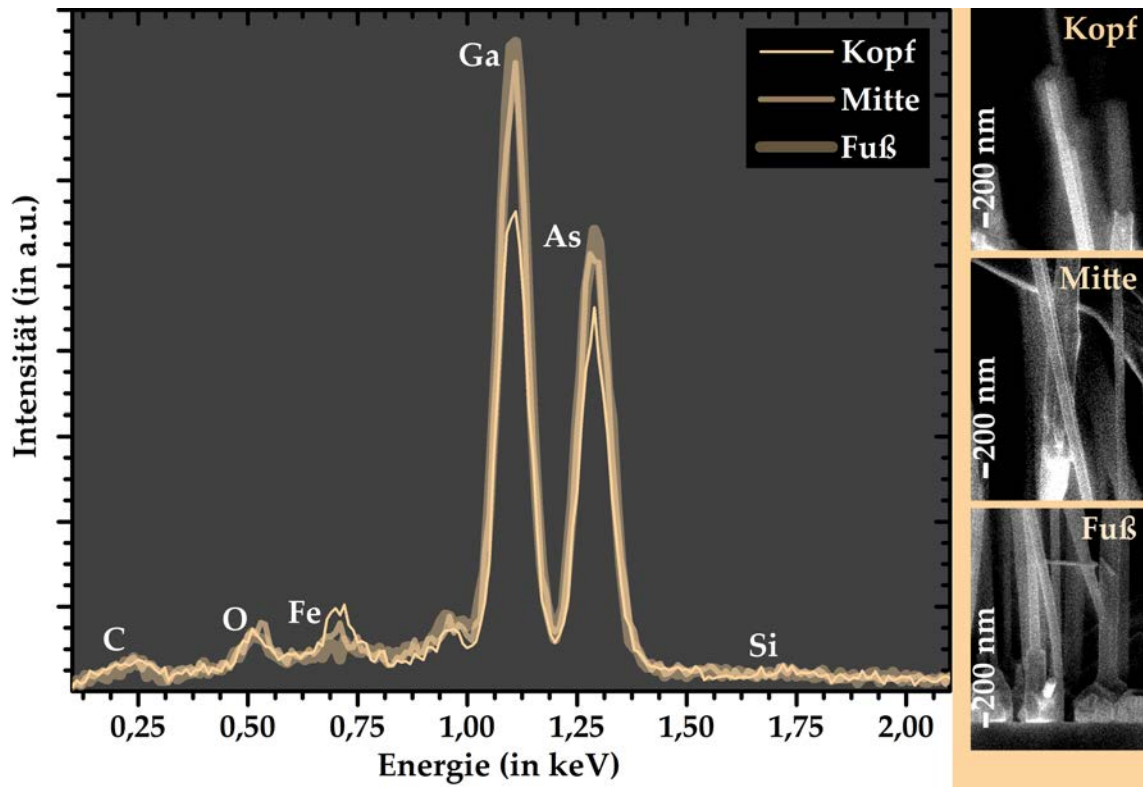
Weiterhin zeigen die EDX-Spektren jeweils am Säulenkopf ein um ca. 3 % verringertes Ga- sowie As-Signal. Dies spricht für eine Anregung von weniger GaAs-Material am Kopf der Säulen als in der Mitte und am Fuß. Die Nanodrähte besitzen demzufolge eine mittels EDX wahrnehmbare und somit mindestens einige 10-nm-große  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Kappe. Es wächst demnach deutlich mehr  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Material auf den Säulenköpfen als auf den Säulen-seitenflächen auf. Dies befindet sich im Einklang mit den geometrischen Überlegungen des Mantelwachstums unter vernachlässigbarer Diffusion, wie sie in Kapitel 3.4 ausgeführt und in Abbildung 3.4 skizziert wurden.

In Abbildung 4.20 steigt außerdem die Intensität des Fe-Signals vom Fuß der Säule bis zum Kopf. Dies ist auf den bereits beobachteten Abschattungseffekt der Nanodraht-Füße für lange und sehr dicht stehende Säulen zurückzuführen. Dieser ist hier aufgrund der mehr als doppelt so großen Säulendichte am Probenrand als in der Probenmitte nicht mehr zu vernachlässigen. Tatsächlich nimmt das Verhältnis  $I_{\text{Fe}} : I_{\text{Ca}}$  der Intensität

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

es Fe-Signals ( $I_{\text{Fe}}$ ) und derjenigen des Ga-Signals ( $I_{\text{Ga}}$ ) um mehr als das Doppelte zum Kopf hin zu.

Die hier in Abbildung 4.19 und 4.20 dargestellten EDX-Spektren von Säulen einer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumsdauer von 45 min sind charakteristisch für alle Proben dieser Serie. Deshalb werden die Spektren für längere Wachstumszeiten hier nicht in Gänze gezeigt.



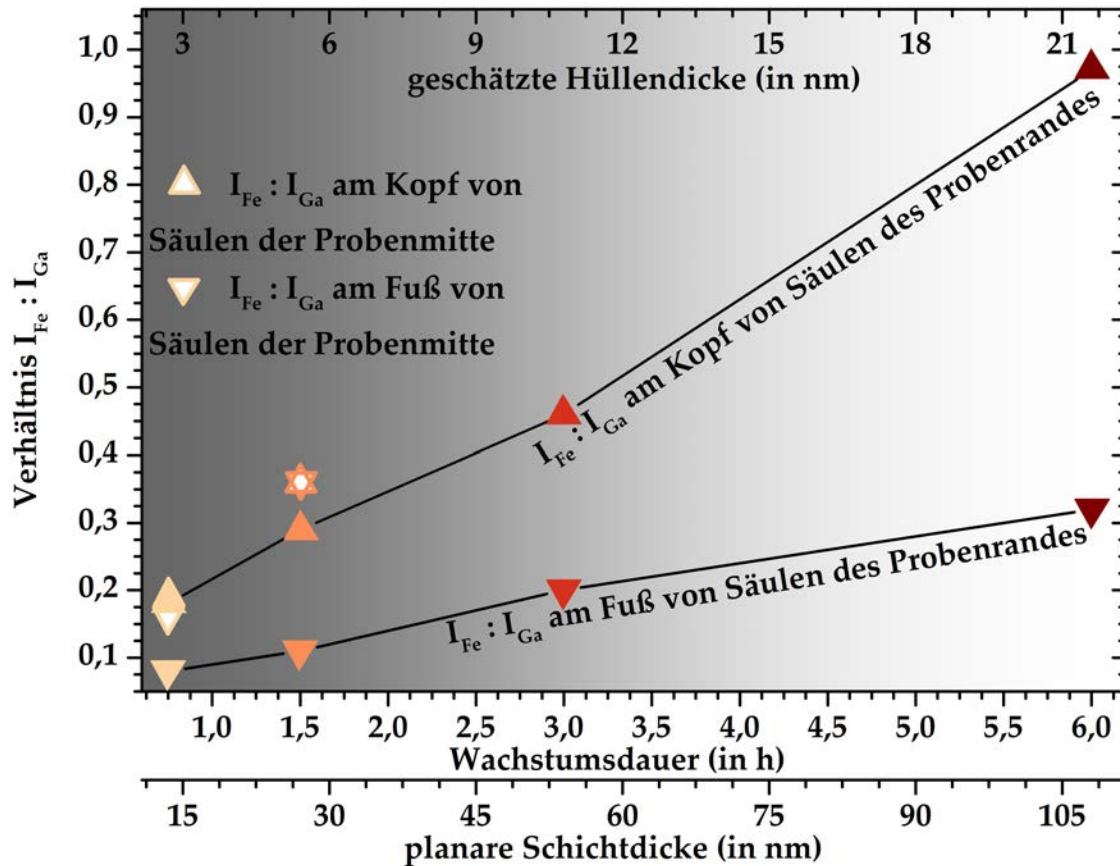
**Abbildung 4.20:** EDX-Spektren vom Fuß, von der Mitte und vom Kopf einer typischen mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten Nanosäule vom Probenrand mit zugehörigen REM-Bildern in einer Skala von 200 nm für eine  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumsdauer von 45 min. Aufgenommen von Dr. Uwe Jahn.

Eine Auswertung der Intensitätsverhältnisse des Fe- zu Ga-Signals über die Zeit der Ummantelung mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ergibt jedoch den in Abbildung 4.21 dargestellten Verlauf.

Säulen aus der Probenmitte (umrandete weiße Dreiecke) konnten aufgrund ihrer geringen Dichte und einer ungünstigen Präparation der Probenabbruchkante nur für ein Wachstum von 45 min und 1,5 h gemessen werden. Die Intensitätsverhältnisse der Maxima von Fe zu Ga bleiben hier entlang der Säulen nahezu konstant, was sich im Einklang mit der obigen Schlussfolgerung einer gleichmäßigen Umhüllung mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ohne Abschattungseffekte befindet.

Am Fuß der Drähte des Probenrandes (gefüllte Dreiecke mit Spitze nach unten zeigend) steigt das Intensitätsverhältnis mit der Wachstumsdauer etwa um den Faktor 3. Im Gegensatz dazu steigt selbiges am Kopf der Säulen (gefüllte Dreiecke mit Spitze nach oben zeigend) jedoch gleichzeitig um das Fünffache. Dieser Unterschied ist ein weiteres Indiz für das Auftreten von Abschattungseffekten in Proben sehr langer und dicht stehender Säulen. Durch die Abschirmung ist die effektive Hüllenwachstumsrate am Fuß der Säulen geringer als am Kopf und führt somit zu dem in Abbildung 4.21 beobachteten Verhalten.

Als Fazit bleiben zu den morphologischen Eigenschaften der mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen folgende Punkte festzuhalten. Das Umhüllen der Nanosäulen findet simultan und gleichmäßig überall auf den Säulen statt. Durch die Wahl einer gezielt präparierten Nanodraht-Trägerstruktur ist es möglich die parasitäre  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht zwischen den Säulen auf einfache Weise zu unterdrücken. Die Schlüsselparameter sind



**Abbildung 4.21:** Auswertung der Intensitätsverhältnisse  $I_{\text{Fe}} : I_{\text{Ga}}$  des Fe und Ga-Signals aus EDX-Spektren vom Fuß und vom Kopf typischer, mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelter, Nanosäulen vom Probenrand und aus der Probenmitte über die  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumsdauer.

hierbei die Dichte der Nanosäulen und ihre Länge. Bei Temperaturen unter  $200^\circ\text{C}$  zeigen die Drähte eine charakteristische, kurzstrukturierte Rauigkeit. Glatte Seitenflächen sowie  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hüllen einer Vorzugsrichtung mit fester Beziehung zum GaAs-Kern lassen sich für Substrattemperaturen um  $200^\circ\text{C}$  bewerkstelligen. Bei höheren Temperaturen rauhen die Säulenseitenflächen wiederum enorm auf.

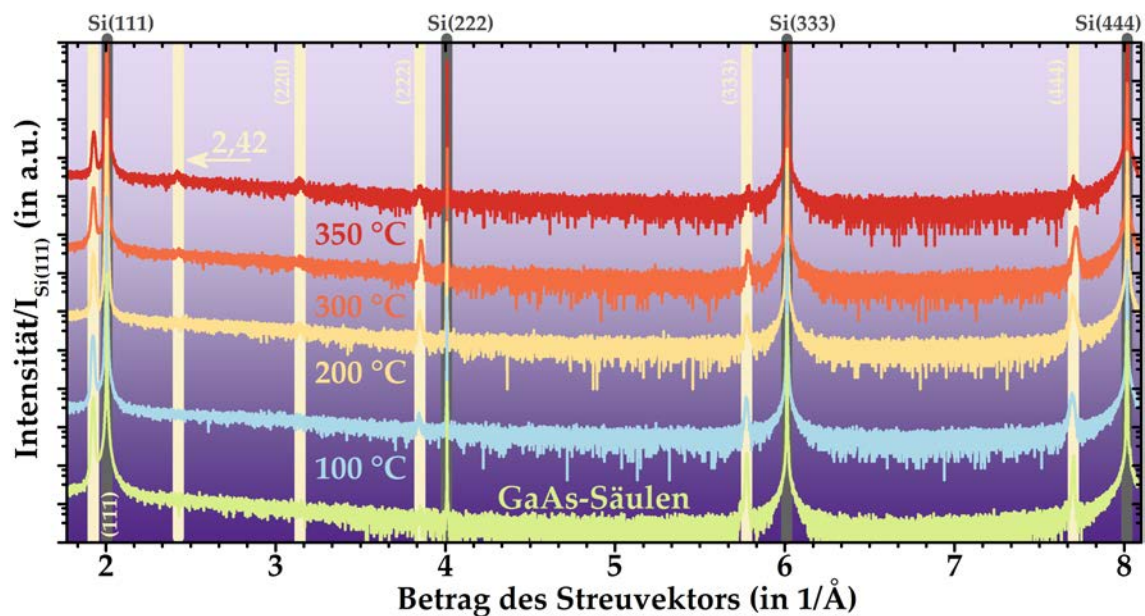


### 4.3.2. Kristallstruktur

Die im vorherigen Kapitel diskutierten REM- und AFM-Bilder sowie die EDX-Spektren liefern noch keinen Beweis einer geschlossenen  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hülle. Es ist ebenfalls denkbar, dass  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ähnlich wie Fe auf GaN-Nanosäulen einen maiskolbenartigen Teppich bestehend aus unzusammenhängenden super-paramagnetischen Clustern bildet.<sup>[253]</sup> Dass dem nicht so ist, wird in diesem Kapitel anhand von TEM-Untersuchungen ausgeführt. Es folgen zunächst jedoch die XRD-Analysen zu den kristallinen Eigenschaften der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Nanodraht-Hüllen.

Die Röntgenprofile von 200-nm-langen, mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen in  $\omega$ - $2\theta$ - und  $2\theta$ -Geometrie für verschiedene  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperaturen finden sich in den Abbildungen 4.22 und 4.23.

Für die bei 100 °C mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen ergeben sich keinerlei Unterschiede der beiden XRD-Kurven im Vergleich zum Säulen-Grundgerüst. Einzig die dem epitaktisch orientierten Einkristall entsprechenden Reflexe des GaAs und Si



**Abbildung 4.22:** XRD-Profile, aufgenommen entlang  $\omega$ - $2\theta$ , für die bei verschiedenen Temperaturen mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen von 200 nm Länge. Die Reflexe des Si-Substrates sind mit dunkelgrauen Linien nachgezeichnet und oberhalb des Diagrammes indiziert. Die durch helle Linien hervorgehobenen und indizierten Reflexe entsprechen GaAs bzw.  $\text{Fe}_3\text{Si}$ . Der mit einem Pfeil gekennzeichnete Reflex kann weder GaAs noch  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zugeordnet werden.

sind in diesen Proben präsent. Ab Temperaturen über 100 °C zeigen die Kurven in  $\omega$ - $2\theta$ - und  $2\theta$ -Geometrie zusätzlich den (220)-Reflex und für 300 und 350 °C kommt ebenfalls in beiden Messungen ein für GaAs, Si und  $\text{Fe}_3\text{Si}$  unbekannter Beugungsreflex bei  $2,42 \text{ 1/Å}$  hinzu. Die Reflexe (422), (531) bzw. (442)/(600) sind ab 300 °C in der  $2\theta$ -Kurve präsent und schließlich tritt bei 350 °C der (111)-Reflex ebenfalls wenn auch sehr schwach in der  $2\theta$ -Messung auf.

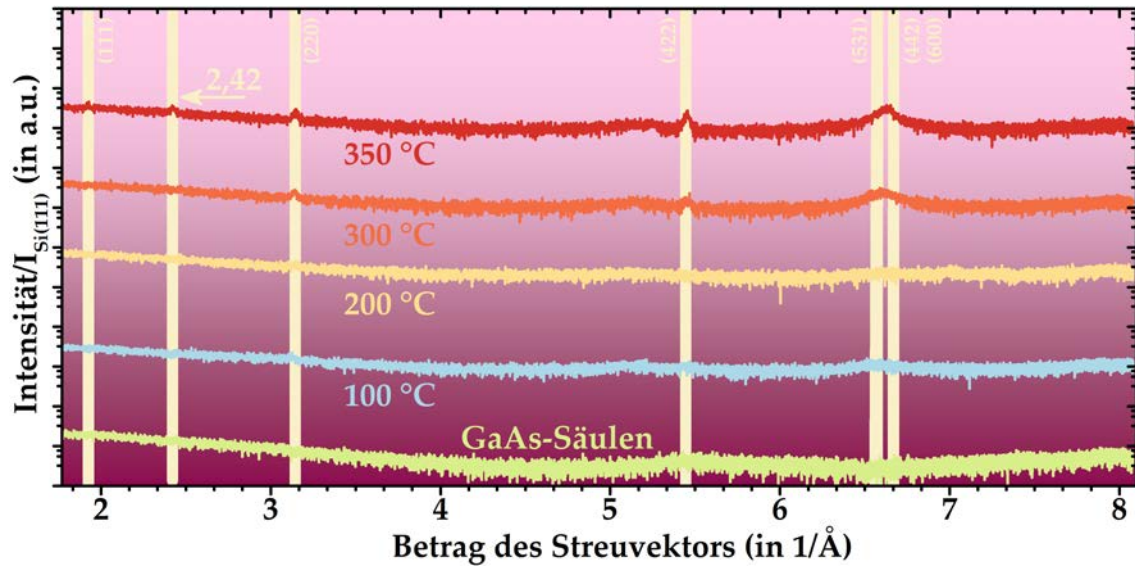


Abbildung 4.23: XRD-Profile, aufgenommen entlang  $2\theta$ , für die bei verschiedenen Temperaturen mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen von 200 nm Länge. Die durch Linien hervorgehobenen und indizierten Reflexe entsprechen GaAs bzw.  $\text{Fe}_3\text{Si}$ .

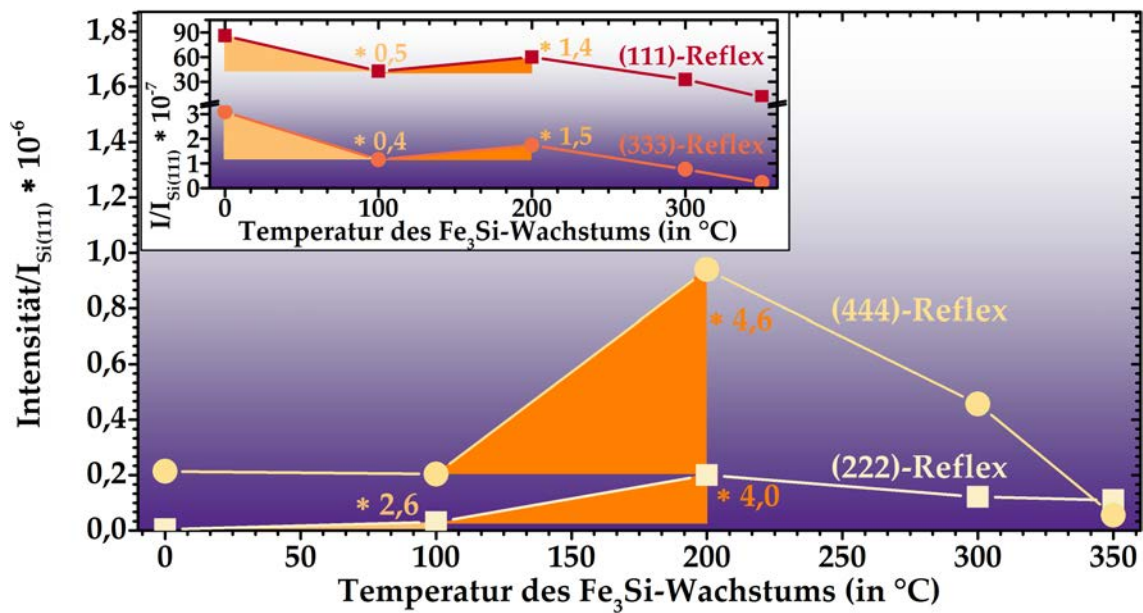
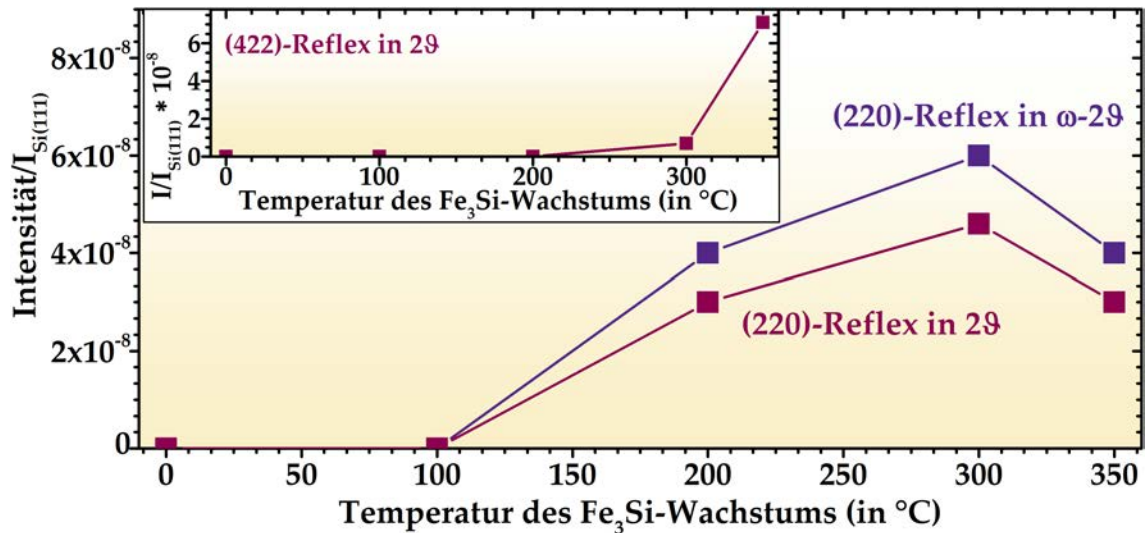


Abbildung 4.24: Integrierte Intensitäten des (222)- bzw. (444)- und im kleineren Einsatz des (111)- bzw. (333)-Reflexes bei einer Messung in  $\omega$ - $2\theta$ -Geometrie in Abhängigkeit der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur. 0 °C entspricht hierbei dem GaAs-Grundgerüst ohne  $\text{Fe}_3\text{Si}$ .

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

Die Intensitäten der in den Abbildungen 4.22 und 4.23 beobachteten Beugungsreflexe variieren deutlich mit der Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ . Eine Übersicht der Intensitäten der dem epitaktisch orientierten Einkristall entsprechenden Reflexe (111), (222), (333) und (444) ist in Abbildung 4.24 dargestellt. Selbige Darstellung der Reflexe (220) und (422) findet sich in Abbildung 4.25. Hierzu wurden die entsprechenden Re-



**Abbildung 4.25:** Integrierte Intensitäten des (220)- und im kleineren Einsatz des (422)-Reflexes bei einer Messung in  $\omega$ -2 $\theta$ -, dunkles Violett, als auch 2 $\theta$ -Geometrie, dunkles Rotviolett, in Abhängigkeit der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur. 0 °C entspricht hierbei dem GaAs-Grundgerüst ohne  $\text{Fe}_3\text{Si}$ .

flexe im Bereich von  $(1,85 \leq q \leq 2,00) 1/\text{\AA}$ ,  $(3,05 \leq q \leq 3,25) 1/\text{\AA}$ ,  $(3,80 \leq q \leq 3,90) 1/\text{\AA}$ ,  $(5,35 \leq q \leq 5,55) 1/\text{\AA}$ ,  $(5,69 \leq q \leq 5,85) 1/\text{\AA}$  bzw.  $(7,63 \leq q \leq 7,77) 1/\text{\AA}$ , nachdem zuvor das Untergrundrauschen abgezogen worden war, durch eine Gauß-Lorenz-Kurve angepasst. Die Gesamtintensität wurde schließlich aus der Anpassung entnommen und die integrierten Intensitäten der einzelnen Reflexe über der Temperatur dargestellt.

Die kristallinen Eigenschaften, welche sich anhand der Abbildungen 4.22, 4.23, 4.24 und 4.25 analysieren lassen, sollen nun in Kombination mit TEM-Untersuchungen folgen. Hierbei ist die Diskussion gestaffelt nach der Temperatur.

#### 100 °C

Hier ist übereinstimmend mit den Eigenschaften der planaren  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht zwischen den Säulen noch kein Reflex polykristallinen Materials vorhanden. Die beiden der epitaktischen Orientierung des Einkristalls entsprechenden Reflexe (111) und (333) zeigen jedoch im Vergleich zu nicht ummantelten GaAs-Nanosäulen nur noch rund die Hälfte der Intensität, während der (444)- nahezu konstant bleibt und der (222)-Reflex sogar um mehr als das Doppelte zunimmt. Diese Veränderung der Reflexintensitäten wurde in Abbildung 4.24 durch orange Flächen markiert und mit dem entsprechenden Faktor indiziert. Aufgrund des selbstinduzierten Säulenwachstums ist es, wie bereits beobachtet, durchaus möglich, dass die Menge an GaAs-Material, d. h. die Nanodraht-Dichte, von Probe zu Probe stark variiert, weshalb eine konstante Zu- oder Abnahme aller Beugungsintensitäten erwartet werden kann. Somit kann das hier beobachtete Verhalten



von unterschiedlichen Zu- bzw. Abnahmen jedoch nicht durch einen Beitrag zur Beugungsintensität des GaAs allein erklärt werden. Um zu untersuchen, ob ein zusätzlicher Beitrag des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  die gemessenen Intensitäten erklären kann, wurde nun wie folgt vorgegangen.

In einer ersten Näherung wird angenommen, dass sich die Intensitäten der Reflexe ganz einfach als eine Summe von zwei Beiträgen, der Beugungsintensität des GaAs und derjenigen des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zusammensetzen. Die Summe  $S$  stellen somit die Messwerte,  $S = I_{\text{mes}}$  dar, d. h. die integrierten Intensitäten der Beugungsreflexe. Der erste Summand  $S_1$ , die integrierte Intensität der Beugungsreflexe des GaAs ohne  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hülle, kann aus den Messungen des Grundgerüsts entnommen werden. Innerhalb der Abschätzung erlaubt man den dem GaAs zugeschriebenen Intensitäten konstant um einen Faktor  $a$  zu variieren. Somit ergibt sich  $S_1 = a \cdot I_{\text{GaAs}}$ . Die physikalische Bedeutung des Faktors  $a$  entspricht dabei dem variierenden Volumen des GaAs für verschiedene Proben aufgrund des selbstorganisierten Wachstums. Darüber hinaus gleicht  $a$  ebenfalls experimentelle Schwankungen in der absoluten Intensität des Substrat-Reflexes für verschiedenen Proben aus. Für den zweiten Summanden  $S_2$ , den Beitrag des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ , muss auf Literaturwerte zurückgegriffen werden. Diese wurden aus Ph. D. Stepanov<sup>[254]</sup> entnommen. Da es sich hierbei um theoretisch für das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zu erwartende Intensitäten in beliebigen Einheiten handelt, müssen auch diese mit einem konstanten Faktor  $b$  multipliziert werden. Somit ergibt sich für den zweiten Beitrag  $S_2 = b \cdot I_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ . Für die Bildung der Summe bzw. die Bestimmung der Faktoren  $a$  und  $b$  dienen nun zwei der epitaktischen Orientierung entsprechenden Reflexe nach dem Gleichungssystem

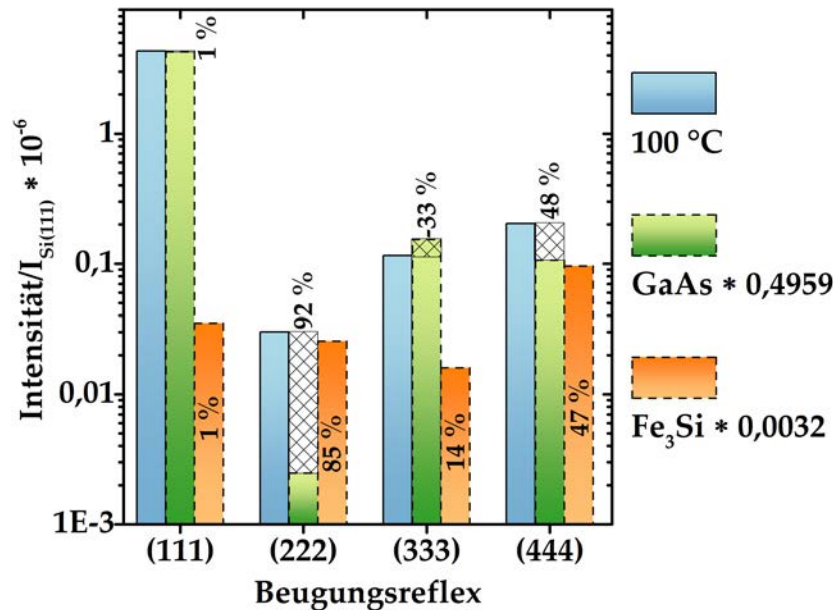
$$\begin{aligned} I_{\text{mes}}(111) &= a \cdot I_{\text{GaAs}}(111) + b \cdot I_{\text{Fe}_3\text{Si}}(111) \\ I_{\text{mes}}(444) &= a \cdot I_{\text{GaAs}}(444) + b \cdot I_{\text{Fe}_3\text{Si}}(444). \end{aligned} \quad (4.1)$$

Als Referenz wurden hierfür der (111)-Reflex, da hier der zu erwartende GaAs-Beitrag dominiert, sowie der (444)-Reflex gewählt. (Bei letzterem ist die Wahrscheinlichkeit, eine zusätzliche Intensität durch das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zu beobachten, am größten.) Die gemessene Verteilung sowie die beiden so berechneten Beiträge sind schließlich in Abbildung 4.26 dargestellt. Für die Faktoren fand sich  $a = 0,4959$ , was gut zur verringerten Intensität des (111)- und (333)-Reflexes um 0,4 bis 0,5 in Abbildung 4.24 passt, und  $b = 0,0032$ . Die Differenz der GaAs-Verteilung zu den Messwerten ist in Abbildung 4.26 durch eine schraffierte Fläche dargestellt. Ihr Anteil, bezogen auf die Messwerte, findet sich in Prozent angegeben. Der Anteil der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Verteilung, ebenfalls bezogen auf die Messwerte, ist in Prozent direkt auf dem jeweiligen Balken beziffert. Ob sich die gemessene Verteilung in Blau als Summe des GaAs in Grün und des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  in Orange darstellen lässt, kann man somit einfach durch den Vergleich der angegebenen Prozent-Werte ermitteln.

Nach Konvention stimmen diese Werte für den (111)- und (444)-Reflex sehr gut überein. Knapp die Hälfte der Intensität des (444)-Reflexes geht auf  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zurück, bei dem (111)-Reflex hingegen nur 1 %. Innerhalb eines Fehlerbereiches von nur 7 % lässt sich durch diese einfache Näherung der um einen Faktor 2,6 in Abbildung 4.24 stärkere (222)- und der konstant bleibende (444)-Reflex erklären. Bei diesen beiden Reflexen ist die theoretisch zu erwartende Intensität des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  rund 400-mal bzw. 40-mal größer als die theoretisch für das GaAs zu erwartende, weshalb sie besonders sensitiv für Beiträge des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  sind. Für die anderen Reflexe (111) und (333) ist dieses Intensitätsverhältnis hingegen 0,4 und 5. Kleine Anteile des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  gehen deshalb hier unter. Darüber hinaus existieren Streubeiträge des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zu diesen Reflexen einzig, falls das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  in der hun-

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

dertprozentig geordneten  $D0_3$ -Struktur vorliegt. Dies ist bei Temperaturen um  $100^\circ\text{C}$  nach Erfahrungen in der Literatur nicht zu erwarten. Entsprechend können auch die Verteilungen des GaAs und  $\text{Fe}_3\text{Si}$  beim (333)-Reflex nicht in Einklang gebracht werden.



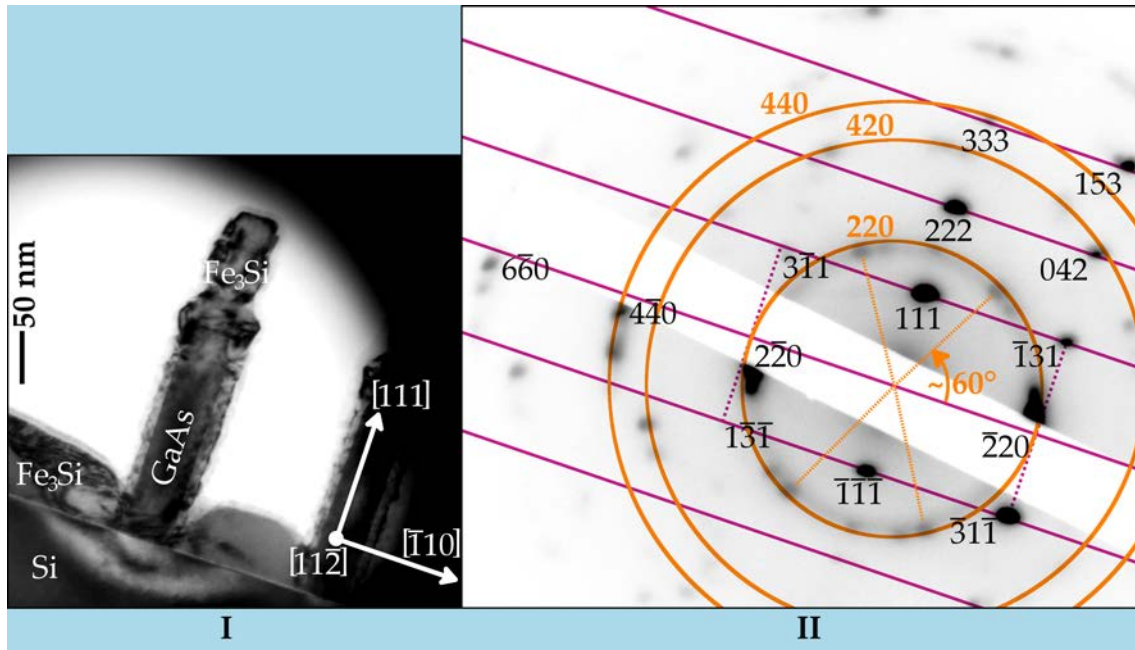
**Abbildung 4.26:** Histogramm der integrierten Beugungsintensitäten der Nanodraht-Hüllen, hergestellt bei  $100^\circ\text{C}$  in Blau und der GaAs-Nanosäulen-Trägerstruktur in Grün. Die Verteilung in Orange entspricht derjenigen eines  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Einkristalls nach Ph. D. Stepanov<sup>[254]</sup>. Diese und die schwarz schraffiert dargestellte Differenz zwischen Blau und Grün beziehen sich in Prozent auf die jeweilige gemessene Intensität der bei  $100^\circ\text{C}$  ummantelten Säulen.

Das unterschiedliche Verhalten der der epitaktischen Orientierung entsprechenden Reflexe in Abbildung 4.24 ist mit dieser einfachen Abschätzung jedoch aufgeklärt.

Darüber hinaus zeigt die  $100^\circ\text{C}$ -Probe weitere interessante Eigenschaften. Anhand der vorangestellten Untersuchung planarer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten, welche bei  $100^\circ\text{C}$  keinerlei dem  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zugeordnete Reflexe zeigten, folgt, dass der hier auftretende  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Beitrag allein von dem  $\text{Fe}_3\text{Si}$  der Nanodraht-Hüllen und dem über den parasitären GaAs-Inseln befindlichen  $\text{Fe}_3\text{Si}$  und nicht von demjenigen zwischen den Säulen auf dem Si-Substrat stammt. Da die Oberfläche der parasitären GaAs-Inseln im Vergleich zu derjenigen der Nanosäulen in erster Näherung vernachlässigbar klein ist, kann davon ausgegangen werden, dass die beobachteten Beiträge des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  in erster Linie den Nanodraht-Hüllen zuzuschreiben sind. Aus den übereinstimmenden Intensitäten des GaAs und  $\text{Fe}_3\text{Si}$  für den (444)-Reflex in Abbildung 4.26 folgt bei einer ebenfalls übereinstimmenden theoretisch zu erwartenden Streuintensität eines GaAs- und  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Einkristalls,<sup>[254]</sup> dass die Streuvolumina von GaAs und  $\text{Fe}_3\text{Si}$  in dieser Probe in etwa gleich groß sind. Das epitaktisch orientierte  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zeigt den (222)-Reflex mit 85 % der für einen Einkristall zu erwartenden Intensität<sup>[254]</sup>, d. h. nahezu das gesamte epitaktisch orientierte  $\text{Fe}_3\text{Si}$  liegt zudem zumindest in der teilweise geordneten  $B2$ -Struktur vor.

Abbildung 4.27 zeigt ein Vielstrahl-TEM-Bild mit zugehörigem Beugungsbild der in diesem Abschnitt diskutierten Nanodrähte. Eine dünne Hülle von  $\text{Fe}_3\text{Si}$  um den GaAs-Nanosäulen-Kern sowie eine dicke Schicht  $\text{Fe}_3\text{Si}$  auf dem Substrat zwischen den Säulen ist deutlich zu erkennen. Das Verhältnis von Hüllendicke zur Dicke der planaren, para-

sitären Schicht beträgt dabei rund 1:5. Dies stimmt gut mit den geometrischen Überlegungen des Kapitels 3.4 überein. Diffusionsprozesse spielen somit bei 100 °C während des MBE-Wachstums eine untergeordnete Rolle. Dennoch findet Adatomdiffusion in ei-



**Abbildung 4.27:** I Vielstrahl-TEM-Bild anlagenfrischer mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelter GaAs-Nanosäulen einer Wachstumstemperatur von 100 °C. II Zu dem Bild unter I korrespondierendes TEM-Beugungsbild. Die violetten Linien verbinden die Reflexe der ZB-Struktur, von denen die stärksten schwarz indiziert wurden. Um den Ursprung ist eine Einheitszelle des reziproken ZB-Bravais-Gitters anhand violett gestrichelter Linien vervollständigt. Die orangen Kreise zeichnen Debye-Scherrer-Ringe nach und sind ebenfalls mit oranger Farbe indiziert. Die gestrichelten Linien im innersten Ring verdeutlichen die Überstruktur in der Intensitätsverteilung desselben. Aufgenommen von Dr. Bernd Jenichen.

nem beschränkten Maß statt. Dies legen die Einkerbungen der parasitären  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht in der unmittelbaren Umgebung der Nanosäule nahe. Im Beugungsbild finden sich die intensiven Reflexe des GaAs-Kerns. Sie liegen sämtlich auf den für die ZB-Struktur in der  $[11\bar{2}]$ -Zonenachse zu erwartenden Positionen und somit auf den rotvioioletten Linien. Eine Zelle des so gebildeten, reziproken Bravais-Gitters ist um den Ursprung zusätzlich durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

Neben diesen Reflexen findet sich eine Vielzahl von schwächeren Reflexen mit ringförmig ausgeschmierten Intensitätsverteilungen. Diese liegen auf konzentrischen Kreisen um den Ursprung. Die drei innersten dieser Kreise wurden durch orange Linien nachgezogen und anhand der zu ihrem Radius korrespondierenden Reflexe indiziert. Die Kreise sind nach Peter Debye und Paul Scherrer als Debye-Scherrer-Ringe (DSR) bekannt. Sie entstehen bei der Beugung an kristallinen Körnern verschiedenster Orientierung, d. h. polykristallinem Material. Somit findet sich in Abbildung 4.27 I neben dem einkristallinen GaAs-Kern polykristallines  $\text{Fe}_3\text{Si}$ .

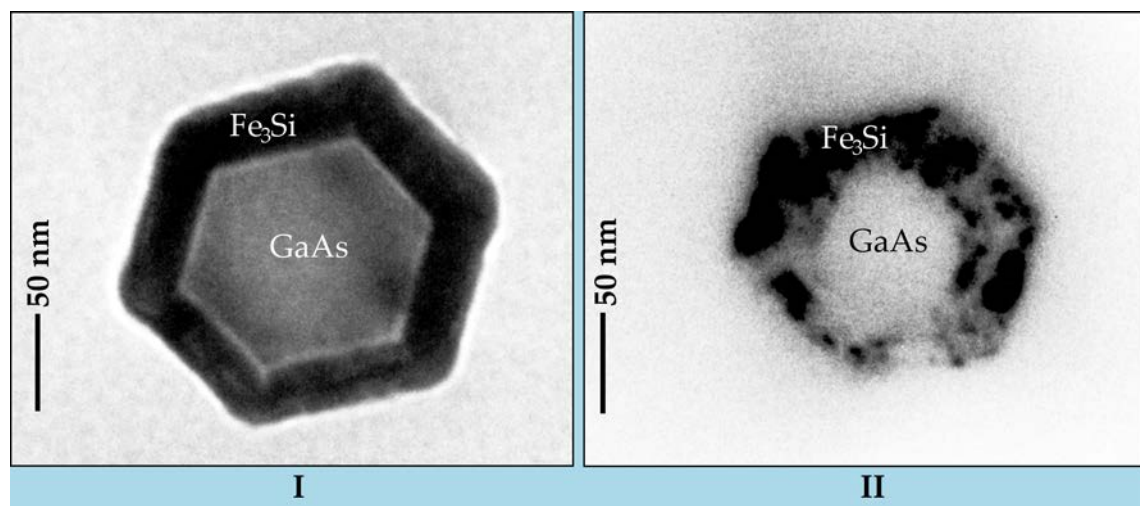
Übereinstimmend mit der polykristallinen Phase des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  erscheint der innerste (220)-DSR mit der höchsten Intensität. Er zeigt darüber hinaus eine Modulation der In-

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

tensität mit einer Periode eines Kreisbogens um rund  $60^\circ$ . Veranschaulicht ist dies durch gestrichelte, orange Linien innerhalb des ersten DSR. Diese sechsfache Modulation korrespondiert exakt mit den ebenfalls sechszähligen Seitenfacetten des GaAs-Nanosäulen-Kerns. Sie könnte somit vom Beugungsbild eines einzelnen, epitaktisch ausgerichteten  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Kristallites herrühren, welches den gesamten Umfang des GaAs-Kerns umfasst. Aufgrund der sechszähligen Seitenfacetten würde ein solcher Kristallit im Beugungsbild mit einer ebenfalls sechsfachen Überstruktur erscheinen. Es finden sich im Beugungsbild der Abbildung 4.27 demnach Hinweise darauf, dass innerhalb der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hülle Bereiche mit epitaktischer Ausrichtung vorliegen. Das nur schwach erscheinende Übergitter kann jedoch auch durch andere Mechanismen, wie dynamische Beugungseffekte oder Vorzugsrichtungen in den polykristallinen Körnern, erklärt werden.

Neben denen den fundamentalen Reflexen zugehörigen DSR wie (440) und (220) sind in Abbildung 4.27 auch auf dem (420)-DSR Intensitätsverteilungen sichtbar. Hieraus folgt in Übereinstimmung mit den XRD-Untersuchungen, dass zumindest ein gewisser, nicht zu vernachlässigender Anteil des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  in der **B2**-Struktur vorliegt.

Bei Betrachtung eines Querschnitts senkrecht zur Achse durch eine der bei  $100^\circ\text{C}$  mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen, dargestellt in der TEM-Hellfeldaufnahme der Abbildung 4.28 I, wird deutlich, dass die dunkle  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hülle den einkristallinen GaAs-Kern homogenen Kontrastes in radialer Richtung komplett und zusammenhängend mit



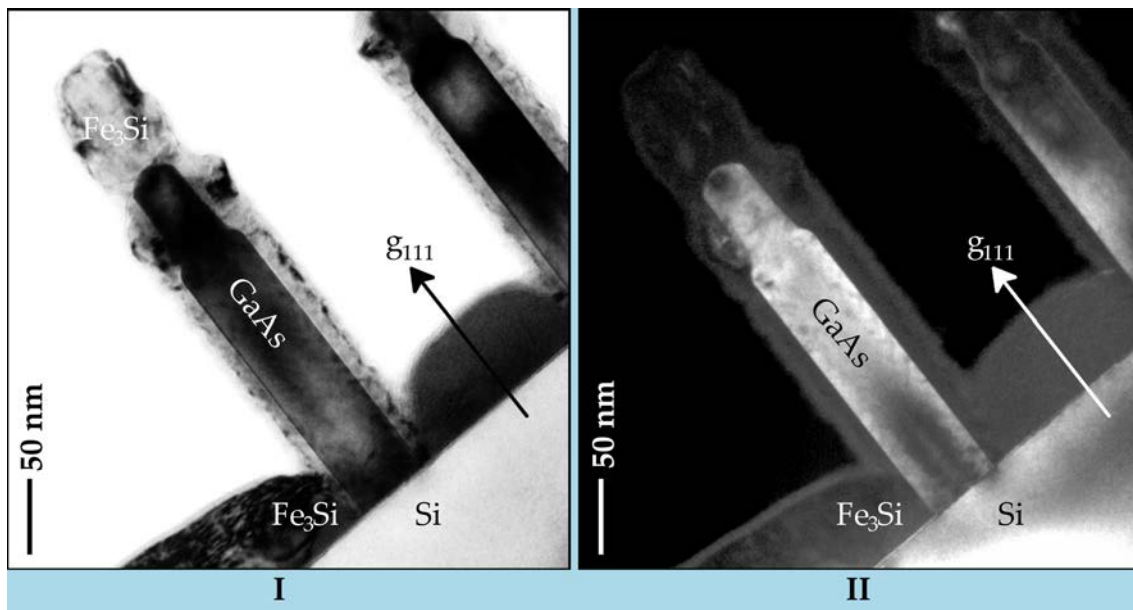
**Abbildung 4.28:** TEM-Bilder des Querschnitts senkrecht zur Achse von bei  $100^\circ\text{C}$  mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen. I Hellfeldaufnahme. II Dunkelfeldaufnahme einer der unter I dargestellten ähnlichen Nanosäule. Aufgenommen von Dr. Bernd Jenichen.

einer Dicke von ( $14 \leq d_H \leq 21$ ) nm ummantelt. Dabei ist die Hülle an den Ecken des Hexagons leicht dicker als an den Kanten. In der Dunkelfeldaufnahme (einer zu der in Bild 4.28 I äquivalenten Nanosäule) in Abbildung 4.28 II kann man die polykristalline Struktur der Hülle besonders gut erkennen. Nur ein Bruchteil des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Materials erfüllt hier die Beugungsbedingung, der Rest erscheint als dunkle, körnige Struktur unregelmäßiger Größe und Form. Dennoch bleibt auch für die mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen der hexagonale Querschnitt der GaAs-Nanodrähte in derselben Orientierung erhalten.

Abschließend finden sich in Abbildung 4.29 I und II jeweils ein TEM-Hell- und Dunkelfeldbild von Säulen mit einer bei  $100^\circ\text{C}$  abgeschiedenen Hülle unter Zweistrahl-

konfiguration bei  $g = 111$  des Si dargestellt. Wie deutlich zu erkennen ist, schmiegt sich die Hülle gleichmäßig und geschlossen um den Kern. Somit benetzt das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  die Säulen-Seitenflächen vollständig und bildet zudem eine glatte Grenzfläche, was wichtige Voraussetzungen für eine mögliche Verwendung solcher Nanodrähte in zukünftigen Bauteilen sind. Die Oberfläche der Hülle hingegen ist übereinstimmend mit den REM-Aufnahmen in Abbildung 4.16 rau.

In der Hellfeldaufnahme in Abbildung 4.29 I erscheint die GaAs-Säule in einem einheitlich dunklen Kontrast, was ein typisches Merkmal von Einkristallen ist. Im Gegensatz dazu besteht die Hülle aus inhomogenen Bereichen dunklen und hellen Kontrastes. Dies deutet auf die Existenz verschiedenster, unterschiedlich orientierter Kristallite hin und lässt auf eine polykristalline Ummantelung schließen. Der einkristalline Kern er-



**Abbildung 4.29:** TEM-Bilder anlagenfrischer mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelter GaAs-Nanosäulen mit einer Wachstumstemperatur von  $100^\circ\text{C}$ . I Hellfeldaufnahme nahe des Si(111)-Reflexes. II Entsprechende Dunkelfeldaufnahme. Aufgenommen von Dr. Bernd Jenichen.

scheint in der Dunkelfeldaufnahme in Abbildung 4.29 II, mit Ausnahme einer durch Verspannung verursachten, dunklen Textur nahe der Si-Grenzfläche, in einheitlich hellem Kontrast ähnlich dem des Substrats. Das heißt der Kern besteht hier aus reinem Zinkblende-Material ohne planare Defekte und weist somit eine exzeptionell gute Kristallqualität auf (vor allem wenn man bedenkt, dass die Gitterfehlانpassung zum Si rund 4 % beträgt). Die Hülle hingegen ist aufgrund ihrer großen Missorientierung in Abbildung 4.29 II kaum zu erkennen.

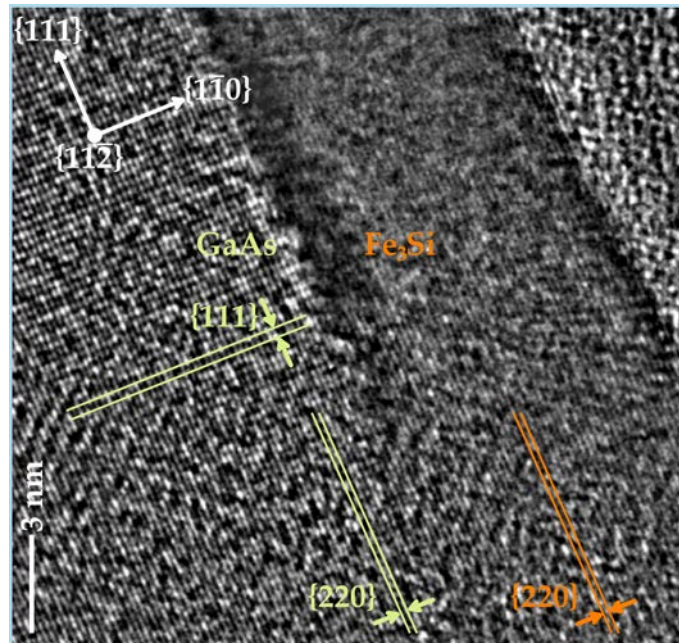
Dennoch findet man in Übereinstimmung mit den XRD-Untersuchungen Bereiche, in denen die  $\{220\}$ -Ebenen des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  und des GaAs parallel verlaufen, wie in der hochauflösenden TEM-Aufnahme mit einem einfallenden Strahl entlang  $[11\bar{2}]$  in Abbildung 4.30 dargestellt ist. Während jedoch im Kern auch die  $\{111\}$ -Ebenen aufgelöst sind, kann man diese in der Hülle nicht mehr ausmachen. Des weiteren deutet der dunkle Kontrast an der Grenzschicht zwischen Kern und Hülle auf eine leichte Verdrehung des hier dargestellten  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Kristallites um die  $[1\bar{1}0]$  Richtung hin.

Bei der XRD-Untersuchung von  $1\text{-}\mu\text{m}$ -langen Säulen, deren Hülle ebenfalls bei  $100^\circ\text{C}$



#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

abgeschieden wurde, fand sich sowohl in der  $\omega$ - $2\theta$ - als auch in der  $2\theta$ -Messung der (220)-Reflex. Geht man aufgrund der Untersuchungen planarer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten auf Si-Oxid/Si(111) davon aus, dass dieser Reflex nicht der parasitären Schicht zwischen den Nanosäulen zugeschrieben werden kann, so sind polykristalline Phasen in den Hüllen dafür verantwortlich. Dass man diese bei den 200-nm-langen Säulen noch nicht beobachtet, könnte dem hier nur halb so großen Volumen des Hüllenmaterials geschuldet



**Abbildung 4.30:** Hochauflösende TEM-Aufnahme des GaAs-Kerns und der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hülle (Fourier gefiltert) am unteren Bereich einer, hier nicht in Gänze dargestellten Säule der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur von  $100^\circ\text{C}$ . Die Netzebenen des GaAs und  $\text{Fe}_3\text{Si}$  wurden jeweils mit grünen, bzw. orangen Pfeilen und Linien hervorgehoben. *Aufgenommen von Dr. Bernd Jenichen.*

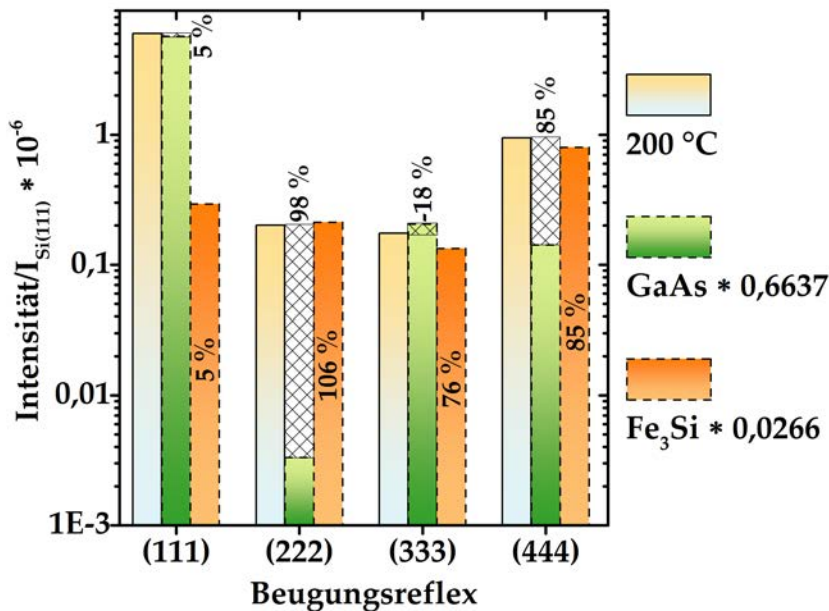
sein. Diese Überlegung führt zu dem Schluss, dass sich die Hüllen und die parasitäre Schicht nicht nur in der Morphologie, sondern auch in den kristallinen Eigenschaften unterscheiden. Nicht komplett ausgeschlossen werden kann allerdings, dass die parasitäre Schicht, vom Referenzfilm abweichende, kristalline Eigenschaften besitzt.

Festgehalten werden können hier somit die folgenden Punkte. Erstens wird der Säulenkerneln vollständig, zusammenhängend und gleichmäßig durch das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  umhüllt. Es bildet sich dabei eine glatte Grenzfläche zum GaAs. Auch auf dem Substrat zwischen den Säulen wird beim Hüllenwachstum Material abgeschieden. Das Verhältnis von Hüllendicke zur Dicke der planaren, parasitären Schicht beträgt in Übereinstimmung mit den geometrischen Überlegungen des Kapitels 3.4 rund 1:5. Der hexagonale Querschnitt der Säulenkerne ist auch nach der Ummantelung in derselben Orientierung präsent. Die Säulen-Seitenflächen zeigen danach jedoch eine charakteristische, kurzstrukturierte Rauigkeit. Für das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  der parasitären Schicht konnten ausschließlich amorphe Eigenschaften beobachtet werden. In den Hüllen hingegen existiert neben polykristallinen Phasen ein nachweisbarer Anteil an epitaktisch entsprechend den GaAs-Kernen ausgerichteten Materials. Innerhalb dieses Materials entspricht der Ordnungsgrad des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zumindest der B2-Phase.

**200 °C**

Erhöht man die Temperatur um 100 °C, nehmen die Reflexe (222) und (444) in Abbildung 4.24 maximale Werte an. Lässt man die Messung an den nicht umhüllten GaAs-Kernstrukturen außer Acht, so gilt dies auch für den (111)- und (333)-Reflex. Eine Überlagerung der Intensitätsverteilungen von GaAs und  $\text{Fe}_3\text{Si}$  analog zur Abschätzung der Abbildung 4.26 findet sich hier in Abbildung 4.31. Die Messwerte für 200 °C sind in Gelb, der Beitrag der GaAs-Trägerstruktur ist in Grün und derjenige des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ist in Orange dargestellt. Die Faktor  $a$  berechnet sich nach Gleichungssystem 4.1 zu  $a = 0,6637$ . Dies passt wiederum gut zu den Werten des (111)- und (333)-Reflexes in Abbildung 4.24 von  $0,5 \cdot 1,4 = 0,7$  und  $0,4 \cdot 1,5 = 0,6$ . Für Faktor  $b$  findet sich  $b = 0,0266$ . Somit lässt sich bereits festhalten, dass  $b$  hier rund eine Größenordnung über dem der 100-°C-Probe von  $b = 0,0032$  liegt.

Innerhalb eines Fehlerbereiches von 8% lässt sich mit dieser Abschätzung die beobachtete, enorme Zunahme der Intensität des (222)-Reflexes nachbilden. Neben dem (222)- dominiert das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  mit 85% nun auch im (444)-Reflex. Im (111)-Reflex hinge-



**Abbildung 4.31:** Histogramm der integrierten Beugungsintensitäten der Nanodraht-Hüllen, hergestellt bei 200 °C in Gelb und der GaAs-Nanosäulen-Trägerstruktur in Grün. Die Verteilung in Orange entspricht derjenigen eines  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Einkristalls nach Ph. D. Stepanov<sup>[254]</sup>. Diese und die schwarz schraffiert dargestellte Differenz zwischen Gelb und Grün beziehen sich in Prozent auf die jeweilige gemessene Intensität der bei 200 °C ummantelten Säulen.

gen ist es auch hier mit nur 5% verschwindend gering. Der (333)-Reflex stellt sich jedoch nachweisbar nicht als Summe zweier Beiträge dar. Zu diesem Reflex trägt einzig das GaAs bei. Es kann somit bereits festgehalten werden, dass bei einer Temperatur von 200 °C ein maximaler Anteil des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Materials in den Proben mit Ferromagnet-Halbleiter-Nanosäulen eine mit dem GaAs übereinstimmende epitaktische Orientierung aufweist und dieses zumindest in der B2-Struktur vorliegt.

Vergleicht man nun die Intensität des (444)-Reflexes von GaAs ( $I_{\text{GaAs}}(444) = 0,142 \cdot 10^{-6}$ ) mit derjenigen des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ( $I_{\text{Fe}_3\text{Si}}(444) = 0,798 \cdot 10^{-6}$ ), so folgt aus diesen Werten,

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

dass das Streuvolumen des Fe<sub>3</sub>Si in etwa 5-mal so groß wie das des GaAs ist. Ob die Nanodraht-Hüllen ein so großes Volumen abdecken können, soll anhand einer Berechnung untersucht werden. Aus den bisherigen REM- und TEM-Untersuchungen ergeben sich die folgenden Werte für die Säulen- und Hüllenabmessungen. Der Radius der GaAs-Säulen liegt im Bereich von  $r = (20 - 25)$  nm, die Länge in  $L = (210 - 350)$  nm und die Dichte der Säulen variiert innerhalb  $\varrho_{NW} = (1 - 9) \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ . Für die Dicke der Fe<sub>3</sub>Si-Hüllen fand sich  $d_H = (14 - 21)$  nm und für diejenige der parasitären Fe<sub>3</sub>Si-Schicht zwischen den Säulen  $d_S = 70$  nm. Das Verhältnis der Volumina von Säulenhüllen ( $V_H$ ) zu GaAs-Trägersäulen ( $V_{GaAs}$ ) berechnet sich nun nach

$$\frac{V_H}{V_{GaAs}} = \frac{\varrho_{NW}\pi(r + d_H)^2 d_S + \varrho_{NW}\pi L((r + d_H)^2 - r^2)}{\varrho_{NW}\pi r^2 L} \quad (4.2)$$

zu  $V_H/V_{GaAs} = 2 - 4$ . Ein 5-mal so großes Volumen der Hüllen wie das der GaAs-Trägersäulen liegt somit nur knapp oberhalb der berechneten Werte. Die bei 200 °C hergestellte planare Fe<sub>3</sub>Si-Schicht auf Si-Oxid/Si(111), wie sie auch zwischen den Säulen zu finden ist, zeigt in den vorangestellten Untersuchungen keine, einer epitaktischen Orientierung entsprechende, Beugungsreflexe. Somit kann angenommen werden, dass der hier beobachtete Fe<sub>3</sub>Si-Beitrag zur Streuintensität einzig den Nanodraht-Hüllen sowie dem Fe<sub>3</sub>Si, welches auf den GaAs-Inseln aufwächst, zuzuschreiben ist. Hierbei kann letzterer aufgrund der Übereinstimmung des Volumenverhältnisses von Hülle zu Kern des experimentell gefundenen und berechneten Wertes in erster Näherung vernachlässigt werden. Somit liegt innerhalb dieser einfachen Abschätzung nahezu das gesamte Material der Hüllen in einer epitaktischen Orientierung entsprechend Fe<sub>3</sub>Si[111] || GaAs[111] || Si[111] vor.

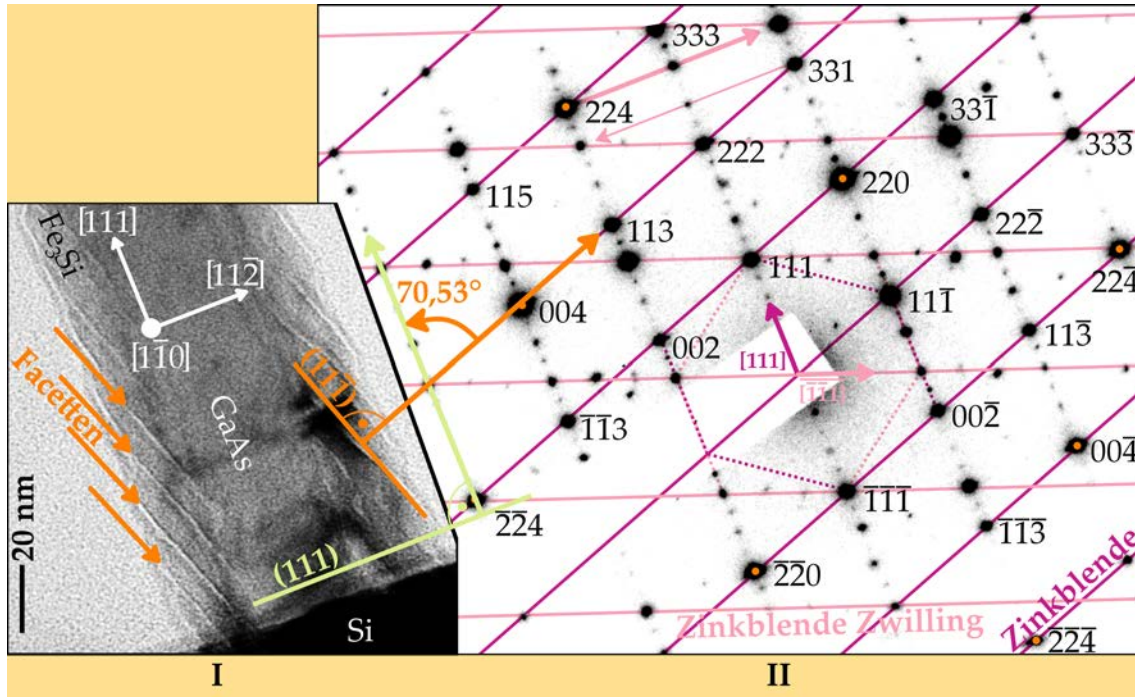
Zusätzlich ist bei einer Wachstumstemperatur von 200 °C übereinstimmend mit den Untersuchungen der planaren Fe<sub>3</sub>Si-Schichten sowohl in der  $\omega$ -2 $\theta$ - als auch 2 $\theta$ -Kurve erstmals der (220)-Reflex mit nahezu gleicher Intensität präsent. Demzufolge ist das Fe<sub>3</sub>Si zwischen den Säulen auch bei 200 °C polykristallin. Da nur der (220)-Reflex beobachtet wurde, besitzt es sehr kleine Korngrößen oder/und amorphe Bereiche. Für die parasitäre Schicht zwischen den Drähten finden sich somit deutlich von denjenigen der Nanodraht-Hüllen abweichende kristalline Eigenschaften.

TEM-Untersuchungen, wie sie für einen Säulenausschnitt in Abbildung 4.32 I wiedergegeben sind, zeigen, dass sich auch bei 200 °C eine komplette, geschlossene Hülle mit einer glatten Grenzfläche bildet. In der Vielstrahlaufnahme und dem zugeordneten, lateral aufgelösten Beugungsbild (SAD-Bild) unter Abbildung 4.32 wurde das Substrat zunächst in der [1 $\bar{1}$ 0]-Zonenachse orientiert. Da die hier dargestellte Nanosäule nicht exakt senkrecht zum Substrat ausgerichtet ist, musste die Probe im Anschluss leicht verkippt werden um die Zonenachse im GaAs-Kern einzustellen. Aus diesem Grund enthält Abbildung 4.32 II keine Reflexe des Si-Substrats.

Deutlich zu erkennen ist im SAD-Bild das der ZB-Struktur zugeschriebene Beugungsmuster. Die ihm zugehörigen, indizierten Reflexe sind durch rotviolette Linien verbunden. Um den Ursprung wurde zusätzlich die Einheitszelle des reziproken Bravais-Gitters der ZB mit Hilfe von ebenfalls rotviolett, gestrichelten Linien hervorgehoben. Neben dem Beugungsmuster der ZB findet sich zudem dasjenige der ZB-Zwillingsorientierung, im Folgenden durch  $\bar{ZB}$  gekennzeichnet. Die Reflexe der  $\bar{ZB}$  sind durch rosa Linien verbunden. Auch hier ist die Einheitszelle um den Ursprung durch gestrichelte, rosa Linien hervorgehoben. Auf eine Indizierung dieser Reflexe wurde der Übersicht halber verzichtet. Obwohl im SAD-Bild deutlich  $\bar{ZB}$  zu sehen ist, fehlen im GaAs-Kern



der zugeordneten Hellbild-Aufnahme die charakteristischen, dunklen Streifen planarer Defekte, welche zur  $\overline{\text{ZB}}$ -Bildung führen. Der Kern präsentiert sich hingegen als perfekter Einkristall. Schließlich lässt sich noch entlang der  $[\overline{111}]$ ZB- und teils der  $[\overline{111}]$ ZB-Richtung eine sechs- bzw. dreifache Überstruktur erkennen. Um die Richtungen dieser Überstrukturen zu verdeutlichen, ist für jede ein kleiner Pfeil ausgehend vom Ursprung mit entsprechenden Indizes und Farben gegeben. Auch hier zeigt das Hellbild keinerlei planare Defekte, die für eine derartige Überstruktur verantwortlich sein könnten. Ein-



**Abbildung 4.32:** I TEM-Hellbildaufnahme entlang der  $[\overline{110}]$ -Zonenachse unter Vielstrahlbeugung einer bei  $200^\circ\text{C}$  mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten Nanosäule. Einige der charakteristischen  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Facetten sind durch Pfeile verdeutlicht. Die Lage der  $(111)$ -Ebenen im GaAs-Kern sind durch eine grüne Linie, diejenige einer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Facette hingegen durch eine orange gekennzeichnet. II Zu der unter I dargestellten Nanosäule korrespondierendes SAD-Bild. *Aufgenommen von Dr. Bernd Jenichen.*

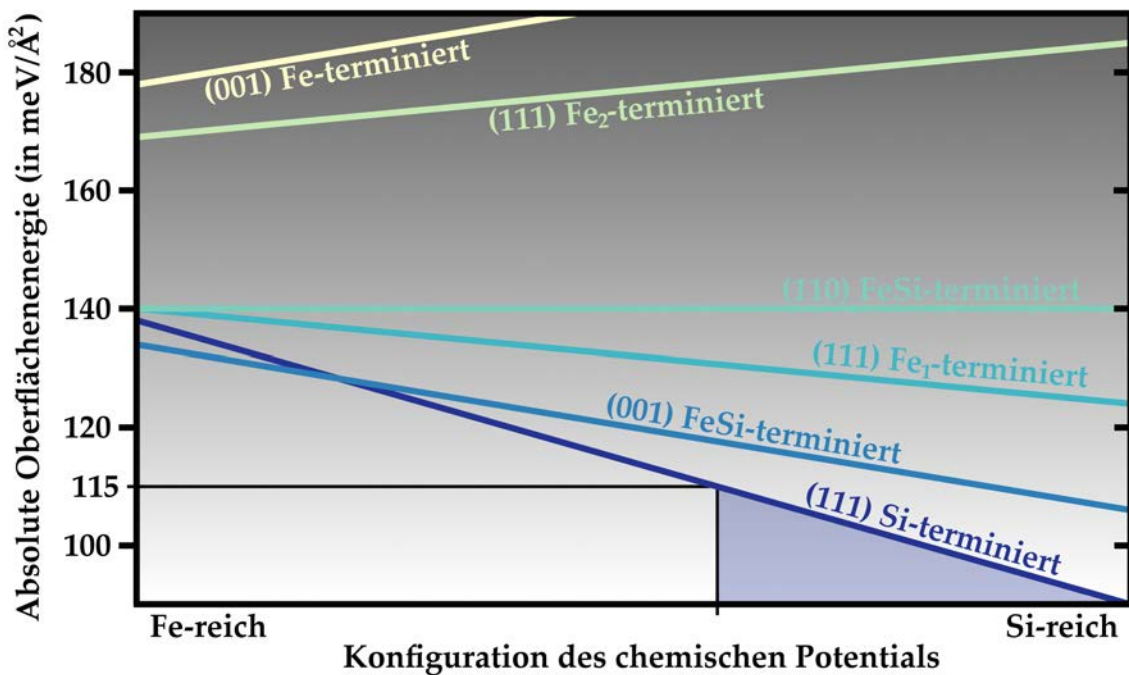
zig in der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hülle sind markante Schwarz-Weiß-Doppellinien leicht verkippt zur  $[\overline{111}]$ -Richtung in nahezu perfekt äquidistantem Abstand zu beobachten. Einige dieser Linienkontraste sind in Abbildung 4.32 I durch orange Pfeile hervorgehoben. Solche Linien entstehen in der TEM an atomar glatten Kanten, wenn sich der Brechungsindex abrupt ändert, wie es für Außenfacetten der Fall ist. Die Normale auf diese Facetten des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  fällt im SAD-Bild mit der  $[\overline{111}]$ -Richtung zusammen und schließt mit der  $[\overline{111}]$ -Richtung einen Winkel von  $70,53^\circ$  ein. Exemplarisch ist dieser Zusammenhang für eine der Facetten nahe der rechten Seite der Hellbild-Aufnahme durch eine orange Linie und einen orangenen Pfeil dargestellt. Als Referenz finden sich gleicher Weise zusätzlich die  $(111)$ -Ebenen in grüner Farbe hervorgehoben. Die markanten Facetten, welche das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  bei  $200^\circ\text{C}$  bildet, gehören somit zur Ebenenschar  $\{111\}$ .

Eine so stark ausgeprägte Facettierung, wie sie die hier vorgestellten Nanosäulen zeigen, ist untypisch für das planare Wachstum von Metallen. Für  $\text{Fe}_3\text{Si}$  wurde ähnliches nach dem Erkenntnisstand dieser Arbeit bislang noch nie beobachtet. Ignoriert man zu-

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

nächst Gitterfehlstellen, so stellen theoretischen Dichtefunktionaltheorie-Berechnungen (DFT) von Hafner und Spišák<sup>[255]</sup> zufolge gerade die Oberflächen der {111}-Schar diejenigen niedrig-indizierten Ebenen mit den höchsten Oberflächenenergien dar. Dies kann anhand der hier untersuchten Nanodrähte nicht bestätigt werden. DFT-Berechnungen in der Perdew-Burke-Ernzerhof-Näherung (PBE) für die drei niedrig-indizierten Ebenen (001), (110) und (111) mit verschiedenen Oberflächenterminierungen von Dr. Steve Erwin vom Naval Research Laboratory, Vereinigte Staaten von Amerika ergaben hingegen das in Abbildung 4.33 dargestellte Bild. Die Konfiguration der Oberfläche ergibt sich bei diesen Berechnungen immer aus einem Schnitt durch den Einkristall. Je nach Oberfläche existieren ein oder mehrere Möglichkeiten eine solche Schnittebene durch den Kristall zu legen. Für die (001)-Fläche ist eine der Ebenen rein Fe- und eine gemischt FeSi-terminiert. Die (110)-Oberfläche ist unabhängig vom Schnitt stets FeSi-terminiert. Für die (111)-Fläche hingegen existieren drei Schnittmöglichkeiten; Si-terminiert, Fe<sub>1</sub>-terminiert (die nach der Fe-Schicht folgende ist eine Si-Schicht) und Fe<sub>2</sub>-terminiert (es folgt zunächst eine Fe-, danach die Si-Schicht).

Über nahezu den gesamten Variationsbereich des chemischen Potentials besitzt die Si-terminierte (111)-Oberfläche die niedrigste absolute Oberflächenenergie  $\gamma_{111}$ . Durch eine Facettierung wird jedoch im Vergleich zu hundertprozentig glatten, planaren Flächen die tatsächliche Oberfläche vergrößert. Im Fall der Nanosäulen wird durch (110)-



**Abbildung 4.33:** Oberflächenenergien des Fe<sub>3</sub>Si für verschiedene Terminierungen laut DFT/PBE-Berechnungen. Berechnet von Dr. Steve Erwin.

Facetten die Oberfläche minimiert, sie ist hier somit als Referenz zu verstehen. (111)-Facetten hingegen vergrößern die Oberfläche um einen Faktor  $1/\cos \alpha = \sqrt{6}/2 \simeq 1,22$ . Hierbei gibt  $\alpha$  den Winkel zwischen den Richtungen [110] und [111] an. Energetisch werden (111)-Facetten somit erst günstig, wenn

$$\gamma_{111} < \cos \alpha \cdot \gamma_{110} \simeq 0,82 \cdot \gamma_{110} \quad (4.3)$$

erfüllt ist. Nach Abbildung 4.33 berechnet sich dies zu  $\gamma_{111} < 115 \text{ meV}/\text{\AA}^2$  und ist durch eine schwarze Linie hervorgehoben. Der Bereich, in welchem eine (111)-Facettierung zu erwarten ist (blaue Fläche in Abbildung 4.33) befindet sich laut Berechnung deutlich auf der Si-reichen Seite des chemischen Potentials. Innerhalb der Unkenntnis des exakten Wertes dieses Potentials während des MBE-Wachstums stützen die DFT/PBE-Berechnungen somit die experimentell gefundene (111)-Facettierung.

Abbildung 4.32 soll hier jedoch noch etwas genauer untersucht werden. Innerhalb der ZB treten die fundamentalen Reflexe, die für ein leichteres Auffinden mit orangen Punkten versehen wurden, mit maximaler Intensität auf. Noch deutlicher ist dieser Unterschied jedoch in den Reflexen der  $\overline{\text{ZB}}$ . Erscheinen die fundamentalen Reflexe auch im  $\overline{\text{ZB}}$  mit gleicher Intensität, so zeigen sich alle anderen jedoch sehr viel weniger intensiv im  $\overline{\text{ZB}}$ . Dies ist beispielhaft für den fundamentalen Reflex  $(224)/(\overline{224})$ , verbunden durch einen dicken rosa Pfeil und den ungeraden  $(331)/(\overline{331})$ , verbunden durch einen dünnen rosa Pfeil, angegeben. Dasselbe Verhalten findet sich übereinstimmend für alle Reflexe. Dies sowie das Fehlen jeglicher planarer Defekte im Hellbild des GaAs-Kerns führen zu dem Schluss, dass die  $\overline{\text{ZB}}$  einzig der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hülle, nicht jedoch dem Kern zugeschrieben werden muss. Umfasst die ZB eine Überlagerung der Beugung am GaAs und  $\text{Fe}_3\text{Si}$  (starke Reflexe des GaAs plus starke Fundamentalreflexe des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ ), so entsteht das  $\overline{\text{ZB}}$ -Muster einzig durch Beugung in der Hülle (starke Fundamentalreflexe plus sehr viel weniger starke, andere Reflexe des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ ). Da die Hülle, wie eben ausgeführt eine sehr markante (111)-Facettierung zeigt, muss, um die gesamte Säule zu benetzen, zwangsläufig  $\overline{\text{ZB}}$  im  $\text{Fe}_3\text{Si}$  vorliegen. Diese wiederum wechselseitig zueinander ausgerichteten ZB/ $\overline{\text{ZB}}$ -Bereiche werden bei der TEM sämtlich durchstrahlt, was durchaus zusätzlich die sechs- bzw. dreifachen Überstrukturen entlang der  $[111]\text{ZB}$ - und  $[\overline{1}\overline{1}\overline{1}]\overline{\text{ZB}}$ -Richtung verursachen kann. Innerhalb des, dem  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zugeschriebenen,  $\overline{\text{ZB}}$ -Beugungsmusters treten bemerkenswerterweise nicht nur die Fundamentalreflexe, sondern sogar alle Reflexe mit ungeraden und geraden Miller-Indizes auf. Es existiert somit in der Hülle vollständig geordnetes  $\text{Fe}_3\text{Si}$ . Ob die gesamte Hülle oder nur ein Bruchteil in der  $\text{D0}_3$ -Struktur vorliegt, kann jedoch nicht abgeschätzt werden.

Zu den  $200^\circ\text{C}$ -Proben lässt sich zusammenfassend sagen, dass das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  der Nanodraht-Hülle übereinstimmend mit dem GaAs epitaktisch orientiert ist und eine glatte Grenzfläche zum GaAs-Kern bildet. Es liegt zumindest in der  $\text{B2}$ -Struktur vor, wobei sich in der TEM auch Hinweise auf eine vollständige Ordnung und somit die  $\text{D0}_3$ -Struktur finden. Darüber hinaus bildet es auf den Säulenseitenflächen markante, (111)-orientierte Facetten aus. Numerische DFT/PBE-Berechnungen der Oberflächenenergien des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ergaben übereinstimmend mit den experimentell beobachteten Facetten für Si-terminierte (111)-Oberflächen Minimalwerte. Die Facetten bilden einen flachen Winkel zur Nanodraht-Achse, wodurch die Seitenflächen sehr glatt erscheinen. Das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zwischen den Säulen liegt hingegen höchstwahrscheinlich in polykristalliner Phase vor.

## 300 und $350^\circ\text{C}$

Für die Wachstumstemperaturen  $300$  und  $350^\circ\text{C}$  sinkt die Intensität des (111)-Reflexes in Abbildung 4.24 kontinuierlich auf 30 % und schließlich auf nur noch 10 % ab. Ähnliches Verhalten zeigt der (333)- und (444)-Reflex. Einzig der (222)-Reflex bleibt gleichbleibend intensiv wie bei  $200^\circ\text{C}$ . Dies lässt sich durch die bei tieferen Temperaturen vorgenommene Näherung der Überlagerung des GaAs-Beitrages mit einem Beitrag des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  nicht mehr in Einklang bringen. Innerhalb dieser Näherung geht man aufgrund der gleich-

#### 4. Grundlegende Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

bleibenden Intensität des (222)-Reflexes bei gleichzeitig sehr stark verminderten (111)- und (333)-Intensitäten davon aus, dass das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  im (222)-Reflex dominiert. Dann sollte der (444)-Reflex gleichfalls 4-mal intensiver erscheinen. Nach Abbildung 4.24 ist dies jedoch nicht der Fall. Die wahrscheinlichste Erklärung für den Verlauf der Intensitäten bei hohen Temperaturen ist hingegen eine sukzessive Destruktion der zur Streuung beitragenden Kristalle. In dieses Bild passt auch der bei  $350^\circ\text{C}$  in der  $2\theta$ -Kurve polykristallin erscheinende (111)-Reflex. Als Ursachen hierfür werden nach Erfahrungen aus der Literatur Grenzflächenreaktionen und Interdiffusionsprozesse vermutet. Im Zuge dieser Reaktionen entstehen darüber hinaus neue, polykristalline Phasen mit einem Beugungsreflex bei  $q = 2,42\text{ 1/\AA}$ , wie in den Abbildungen 4.22 und 4.23 deutlich zu erkennen ist. Verbindungen, welche einen solchen Reflex aufweisen, sind Fe-reiche Fe-Si-As- und Fe-Ga-Verbindungen wie  $\text{Fe}_5\text{SiAs}$  und  $\text{Fe}_3\text{Ga}$ . Es kommen jedoch auch FeSi, Fe-As- und As-Si-Verbindungen in Frage.<sup>[256]</sup>

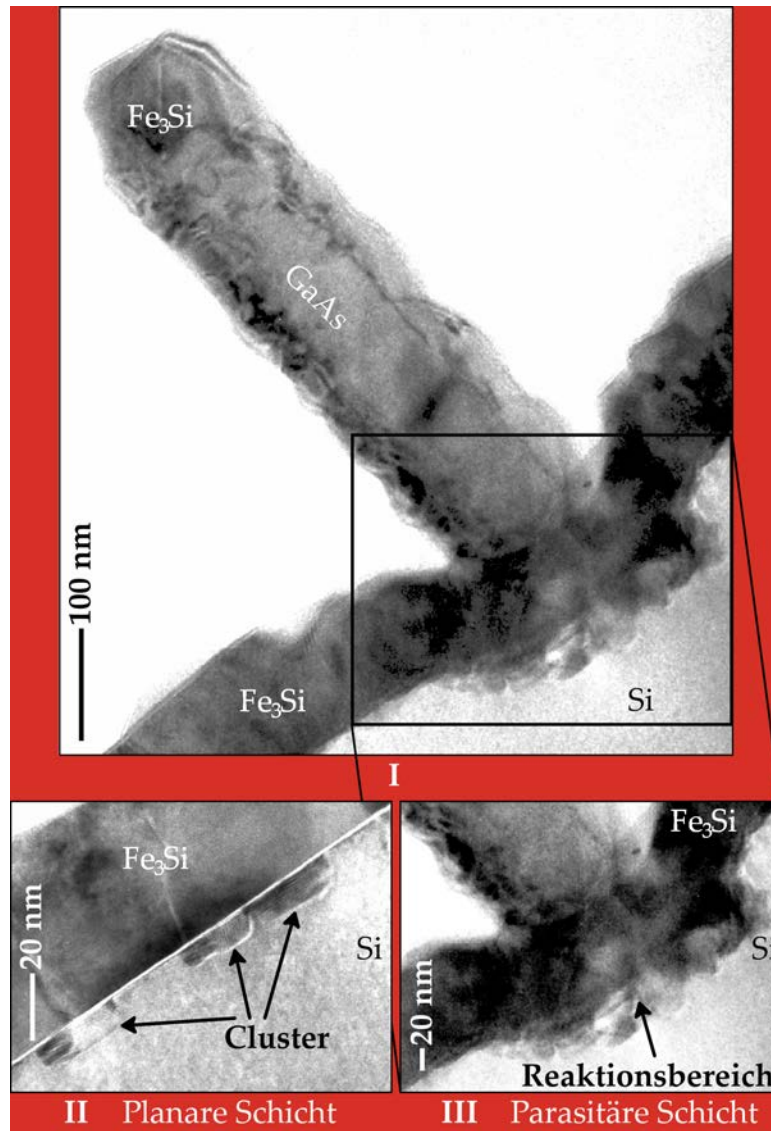
Den Reflex bei  $q = 2,42\text{ 1/\AA}$  zeigten in XRD-Untersuchungen auch die  $1\text{-}\mu\text{m}$ -langen Säulen bei  $300$  und  $350^\circ\text{C}$ . Hier kam jedoch sowohl in  $\omega$ - $2\theta$  als auch in  $2\theta$  für die Temperaturen  $200$ ,  $300$  und  $350^\circ\text{C}$  noch ein weiterer bei  $q = 2,05\text{ 1/\AA}$  hinzu. Auch dieser Reflex kann durch die oben genannten Verbindungen erklärt werden.<sup>[256]</sup> Dass er bei den  $200\text{-nm}$ -langen Säulen nicht beobachtet wird, könnte dem hier nur halb so großen Volumen des Hüllenmaterials geschuldet sein. Möglich ist jedoch auch, dass er ausschließlich bei den längeren Drähten auftritt, denn Instabilitäten der Grenzflächen nehmen hier durch den enorm vergrößerten Oberflächenanteil im Vergleich zum Volumen und dem gleichbleibend geringen Durchmesser der Drähte zu.<sup>[34,249–252]</sup> Somit beginnen nachweisbare Grenzflächenreaktionen zumindest in  $1\text{-}\mu\text{m}$ -langen Nanosäulen nicht erst bei  $300$ , sondern bereits bei  $200^\circ\text{C}$  und damit bei deutlich tieferen Temperaturen als in der planaren Epitaxie des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ .

Im hier diskutierten Temperaturbereich können, übereinstimmend mit den planaren  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten auf Si-Oxid/Si(111), nun (220)-Reflexe sowohl in  $\omega$ - $2\theta$  als auch  $2\theta$  und (422)-, (531)- sowie (442)/(600)-Reflexe in  $2\theta$  beobachtet werden. Man kann aufgrund dieser Übereinstimmung in erster Näherung davon ausgehen, dass sich sowohl die beobachtete Kristalldestruktion als auch die nachgewiesene Entstehung von Grenzflächenreaktionsprodukten in oder durch die Säulen abspielt.

Abbildung 4.34 I zeigt eine TEM-Vielstrahlaufnahme einer bei  $350^\circ\text{C}$  mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten Nanosäule. Kern und Hülle sind, wohl aufgrund der Grenzflächenreaktionen, bei dieser Aufnahme nicht leicht zu unterscheiden, dennoch kann auch hier eine komplett geschlossene Hülle ausgemacht werden. Die Grenzfläche zwischen GaAs und  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ist jedoch nicht mehr glatt und die Oberfläche des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  sehr rau. Darüber hinaus finden sich auch markante Reaktionen an der Grenzfläche zwischen GaAs bzw.  $\text{Fe}_3\text{Si}$  und dem Si Substrat. Diese, als Reaktionsbereiche bezeichnet, sind in der vergrößerten Darstellung rechts im Bild unter III durch einen Pfeil markiert. Sie umfassen eine gut  $200\text{ nm}$  breite Region um den Fuß der Nanosäulen herum und reichen ca.  $50$  bis  $100\text{ nm}$  tief in das Substrat hinein. Derart ausgeprägte Reaktionsbereiche werden beim Referenzwachstum der planaren  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht auf Si-Oxid/Si(111)-Substraten nicht beobachtet. Hier fanden sich einzig vereinzelte Präzipitate an der Grenzfläche, welche hier im Bild unter II zum einfacheren Vergleich noch einmal eingefügt sind. Diese Cluster an der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ /Si-Grenzfläche besitzen hingegen nur eine geringe Ausdehnung von rund  $30\text{ nm}$  entlang der Grenzfläche und rund  $10\text{ nm}$  in der Tiefe. Diese Präzipitate konnten in den Proben mit Säulen bislang auch zwischen den Drähten nicht gefunden werden. Hier entsteht durch die Nanosäulen offensichtlich ein Kanal, innerhalb dessen Grenzflä-

chenreaktionen bevorzugt auftreten. Dies geschieht womöglich durch Prozesse ähnlich der von Ga-Tropfen auf Si bekannten Schmelzrückätzung.<sup>[257–261]</sup>

Festzuhalten bleibt hier somit, dass bereits für Temperaturen um 300 °C Grenzflächenreaktionen in den Nanosäulen nachgewiesen werden konnten. Diese finden in einem Kanal, welcher von den Säulen selbst gebildet wird, bis hinunter zum Si-Substrat



**Abbildung 4.34:** TEM-Vielstrahlaufnahmen. **I** Bild einer bei 350 °C mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten Nanosäule. **II** Ausschnitt der Grenzfläche einer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht auf Si-Oxid/Si(111) bei gleicher Temperatur aus Abbildung 4.14. **III** Vergrößerte Darstellung der Grenzfläche zum Si unterhalb der Nanosäule aus **I**. Aufnahme von Dr. Bernd Jenichen.

statt. Innerhalb der Drähte führen die Reaktionen zu einer Zerstörung sowohl des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ - als auch des GaAs-Kristalls. Im Substrat bilden sich schließlich unterhalb der Säulen weit ausgedehnte Reaktionsbereiche, welche in Form und Ausdehnung nicht mit den Präzipitaten der planaren  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten auf Si-Oxid/Si(111) übereinstimmen. Als Produkte dieser vielfältigen Reaktionen wurden Fe-Si-As-, Fe-Ga-, Fe-Si-, Fe-As- und As-Si-



Verbindungen identifiziert. Dennoch lässt sich auch bis 350 °C eine geschlossene, gleichmäßige Fe<sub>3</sub>Si-Hülle nachweisen, jedoch mit sehr rauen Oberflächen.

### Zusammenfassung

Anhand der hier vorgestellten Untersuchungen mittels REM, TEM, EDX und XRD lassen sich die morphologischen und kristallinen Eigenschaften der mit Fe<sub>3</sub>Si ummantelten GaAs-Nanosäulen wie folgt zusammenfassen. Da Adatomdiffusion bei den niedrigen Temperaturen des Metallwachstums so gut wie keine Rolle spielt, ist die Epitaxie des Fe<sub>3</sub>Si auf den Säulen-Seitenwänden allein aufgrund der geeigneten Quellenpositionen in der MBE möglich. Dabei wächst das Fe<sub>3</sub>Si sowohl auf den Drähten als auch zwischen ihnen mit einem Verhältnis von 1:5 auf. Durch eine geeignete Wahl des Säulen-Grundgerüsts lässt sich das Wachstum zwischen den Nanodrähten jedoch unterdrücken. Das Fe<sub>3</sub>Si ummantelt GaAs-Nanodrähte unabhängig von der Säulenlänge gleichmäßig und homogen. Dabei findet das Wachstum überall auf den Seitenflächen simultan statt. Der hexagonale Säulen-Querschnitt wird während des Hüllwachstums in der Form beibehalten, die Ausrichtung variiert jedoch mit der Fe<sub>3</sub>Si-Wachstumstemperatur. Somit erfüllt das Fe<sub>3</sub>Si bereits wichtige Grundvoraussetzungen für eine mögliche Verwendung der Nanodrähte in zukünftigen Bauelementen.

Sowohl Morphologie als auch Gitterordnung unterscheiden sich in den Nanodraht-Hüllen von dem planaren Fe<sub>3</sub>Si zwischen ihnen. Bei Temperaturen unter 200 °C zeigen die Säulen eine charakteristische, kurzstrukturierte Rauigkeit. Neben polykristallinen Eigenschaften existiert hier ebenfalls ein signifikanter Anteil an epitaktisch entsprechend dem GaAs ausgerichteten Fe<sub>3</sub>Si in den Hüllen. Dabei besitzt dieses epitaktische Fe<sub>3</sub>Si eine stöchiometrische Zusammensetzung und liegt zumindest in der B2-Ordnung vor.

Glatte Seitenflächen lassen sich für Substrattemperaturen um 200 °C bewerkstelligen. Hier ist nun nahezu die gesamte Hülle in Übereinstimmung mit dem GaAs epitaktisch orientiert. Sie zeigt dabei einen Ordnungsgrad der B2-Struktur, wobei sich auch Hinweise auf eine gebietsweise D0<sub>3</sub>-Ordnung finden. Das Fe<sub>3</sub>Si der Hüllen bildet darüber hinaus markante, (111)-orientierte Facetten aus. Numerische DFT/PBE-Berechnungen der Oberflächenenergien des Fe<sub>3</sub>Si von Dr. Steve Erwin bestätigten, dass (111)-orientierte Oberflächen die energetisch günstigste Konfiguration darstellt. Schließlich zeigen die Nanosäulen ab 200 °C erste Anzeichen von Interdiffusionsprozessen in der Form von Grenzflächenreaktionsprodukten. Dies ist ein grundlegender Unterschied zur planaren Epitaxie des Fe<sub>3</sub>Si, bei welcher derartige Reaktionen erst bei erheblich höheren Temperaturen um 400 °C beobachtet werden.

Bei höheren Temperaturen rauen die Oberflächen aufgrund der fortschreitenden Interdiffusionsprozesse wiederum enorm auf. Dennoch liegen auch bei der höchsten Wachstumstemperatur von 350 °C noch geschlossene Nanodraht-Hüllen vor. Die Grenzflächenreaktionen führen schließlich zu einer sukzessiven Zerstörung sowohl des GaAs als auch des Fe<sub>3</sub>Si der Säulen. Diese finden dabei in einem Kanal, welcher von den Drähten selbst gebildet wird, bis hinein in das Si-Substrat statt. Im Substrat entstehen in der Folge ausgedehnte Reaktionsbereiche, welche in Form und Ausdehnung nicht mit den Präzipitaten planarer Fe<sub>3</sub>Si-Schichten übereinstimmen. Als Reaktionsprodukte bilden sich Fe-Si-As-, Fe-Ga-, Fe-Si-, Fe-As- und As-Si-Verbindungen.

Für einen Einsatz in spintronischen Bauteilen sind neben gleichmäßigen, homogenen Schichten bzw. Hüllen glatte Grenz- und Oberflächen erforderlich. Raue Strukturen stellen eine zusätzliche Quelle der Elektronenstreuung dar und können stromführen-

#### 4.3. Mit $\text{Fe}_3\text{Si}$ ummantelte GaAs-Nanosäulen

de Kanäle am gewünschten elektrischen Transportpfad vorbei verursachen. Dies führt zu zusätzlichen, unerwünschten Widerständen.<sup>[262–265]</sup> Darüber hinaus ist im  $\text{Fe}_3\text{Si}$  eine langreichweitige Gitterordnung für Bauteile wünschenswert, da diese die Kompositions-Fluktuations-Streuung minimiert.<sup>[48]</sup> Demzufolge kann für Bauteile basierend auf mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen bereits eine optimale Wachstumstemperatur von 200 °C angegeben werden. Hier besitzen die Nanosäulen glatte Grenz- und Oberflächen und das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  der Nanodraht-Hüllen zeigt einen maximalen Ordnungsgrad.



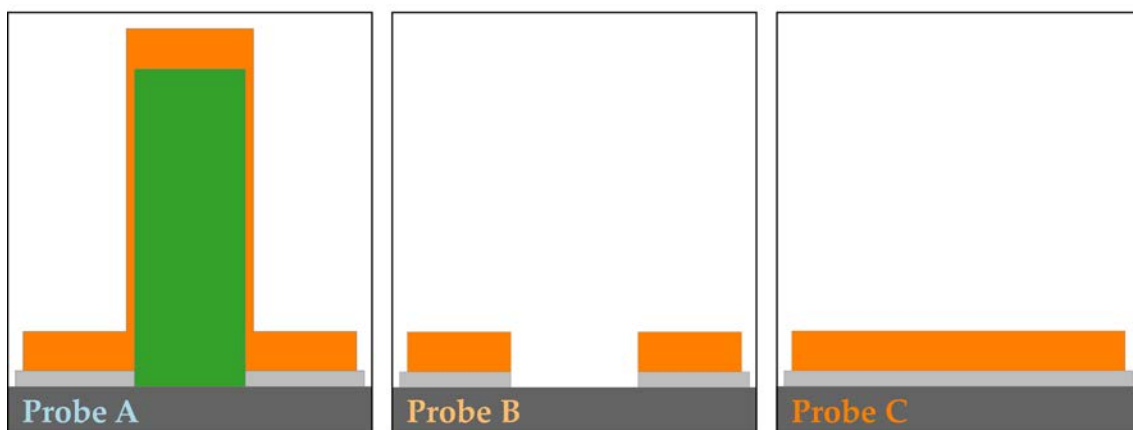


## 5. Magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

Für die magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen wurden die in Kapitel 2.3 vorgestellten Methoden verwendet. Diese umfassen Magnetometrie (SQUID), Mössbauer-Spektroskopie (MB), Magnet-Kraft-Mikroskopie (MFM) und Magnetotransport-Messung (MT). Die MB-Untersuchungen wurden dabei von *Prof. Dr. Peter Schaaf* von der FG Werkstoffe der Elektrotechnik des Instituts für Mikro- und Nanotechnologie MacroNano(R) an der TU Ilmenau ausgeführt und ausgewertet. Mit SQUID und MB werden anlagenfrische Proben mit vielen Nanosäulen untersucht. MFM und MT hingegen kommen bei der Charakterisierung einzelner Nanodrähte zum Einsatz. Die magnetischen Eigenschaften werden im Folgenden zuerst für die Nanodraht-Ensembles, danach für Einzelsäulen dargelegt.

### 5.1. Nanodraht-Ensembles

Unter dem Begriff Nanodraht-Ensemble sind im Rahmen dieser Arbeit kleine, anlagenfrische Probenstücke zu verstehen. Sie umfassen somit senkrecht auf einem Substrat aus Si-Oxid/Si(111) stehende, mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelte GaAs-Nanosäulen sowie eine planare, parasitäre  $\text{Fe}_3\text{Si}$  Schicht zwischen den Nanosäulen. Um das magnetische Moment der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hüllen von demjenigen der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht zu trennen wurden hier drei verschiedene Probenkonfigurationen untersucht. Diese sind in der Abbildung 5.1 skizziert.



**Abbildung 5.1:** Skizze der drei Nanodraht-Ensemble-Probenkonfigurationen. **Probe A** besteht aus einem anlagenfrischen Probenstück. Nach der Messung wurden von Probe A die Nanosäulen mittels Ultraschallbad abgelöst, dies stellt nun **Probe B** dar. **Probe C** ist identisch mit Probe A, nur wurde hier der erste Wachstumsschritt, das GaAs-Nanosäulen-Wachstum, ausgelassen.

#### Probe A

In den folgenden Diagrammen hellblau dargestellt ist Probe A und besteht aus einem

## 5. Magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

kleinen, anlagenfrischen Probenstück. Dieses umfasst sowohl magnetische Nanosäulen als auch eine parasitäre, magnetische Schicht zwischen den Säulen.

### Probe B

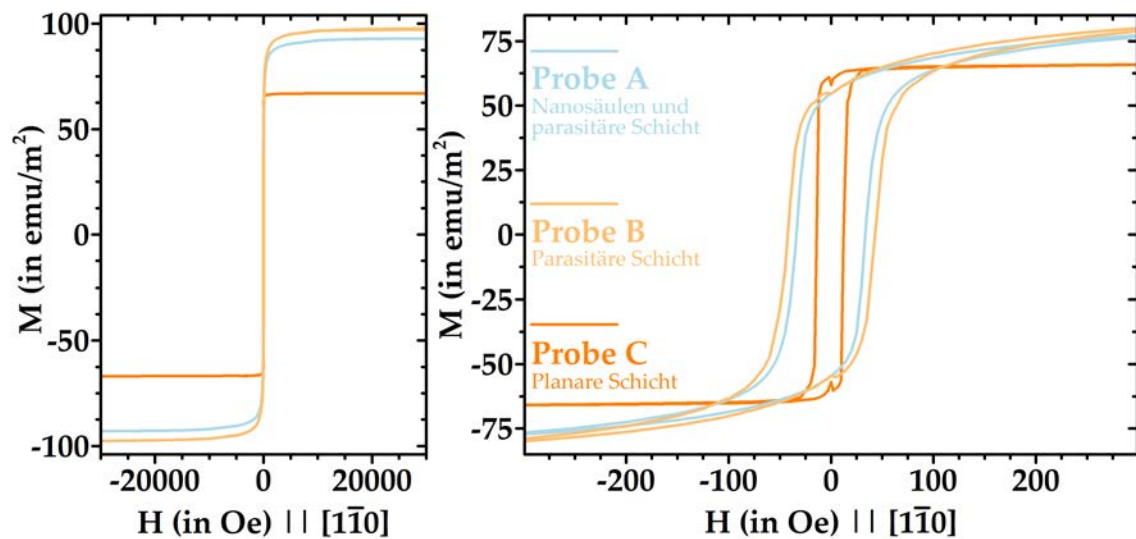
Nach den Messungen an Probe A wurden von ihrer Oberfläche mittels Ultraschallbad die Nanodrähte entfernt. Dies ist Probenkonfiguration B, die nun nur noch aus der parasitären Schicht besteht und im Folgenden in hellem Orange erscheint.

### Probe C

Hier handelt es sich um eine neue Probe (neues Probenstück), das identisch mit Probe A ist, jedoch wurde der erste Wachstumsschritt, das Wachstum der GaAs-Nanodrähte weggelassen. Sie umfasst somit ausschließlich eine (parasitäre)  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht und ist in dunklem Orange dargestellt.

### 5.1.1. Magnetische Anisotropie

Die für diese drei Probenkonfigurationen erhaltenen  $M$ - $H$ -Kurven sind in den Abbildungen 5.2, 5.3 und 5.4 beispielhaft für eine Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  von  $100^\circ\text{C}$  dargestellt. Der diamagnetische Beitrag des Si-Substrates wurde zuvor von den Mess-



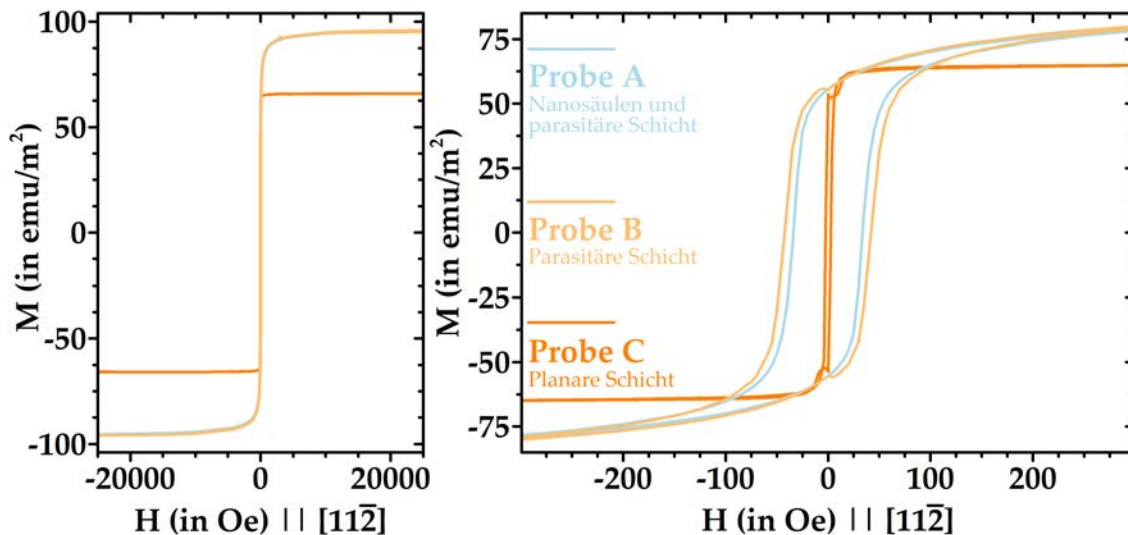
**Abbildung 5.2:** Magnetisches Moment der Proben A, B und C über dem externen Magnetfeld parallel zur  $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Das linke Diagramm zeigt den Kurvenverlauf bis zur Sättigung in hohen Feldern, das rechte die Hysterese bei kleinen Feldern.

werten abgezogen. Um magnetische Proben mittels SQUID zu charakterisieren, wird das absolut gemessene Moment  $m$  in der elektromagnetischen Einheit (emu) des Gauss-Systems in der Regel auf das Volumen des ferromagnetischen Materials  $M = m/V$  in  $\text{emu}/\text{cm}^3$  bezogen. Dieses Vorgehen birgt selbst bei glatten, kristallinen Schichten erhebliche Fehlerquellen. Erstens finden sich Fehler bei der Bestimmung des diamagnetischen Beitrags und damit einhergehend bei der Sättigungsmagnetisierung. Zweitens ergeben sich für die Sättigungsmagnetisierung nicht zu vernachlässigende Unterschiede zwischen verschiedenen SQUID-Messungen ein und derselben Probe und Drittens

ist auch die Bestimmung des Volumens mit Fehlern behaftet. Bei der Volumenbestimmung wird typischerweise die Dicke der Schicht aus REM- oder TEM-Untersuchungen entnommen und die Abmessungen des SQUID-Probenstückes mit einem Messschieber bestimmt. Somit spielen dabei ebenfalls die Homogenität der ferromagnetischen Schicht und die äußeren Abmessungen der Probe eine wichtige Rolle unter den eben aufgezählten Fehlerquellen. Selbst für planare Schichten addieren sich all diese Fehler zu einer Summe von rund 20 % des gemessenen Momentes in der Sättigung.<sup>[147]</sup> Das Volumen des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  der hier untersuchten Proben A und B ist darüber hinaus aufgrund der unzähligen Nanosäulen und Nanodraht-Hüllen, den variierenden Nanodraht-Dichten und -Durchmessern nicht exakt bestimmbar, bzw. birgt es weit größere Fehler. Aus diesem Grund wurde das in emu gemessene magnetische Moment hier vorerst auf die zweidimensionale Probenfläche in  $\text{m}^2$  normiert und über dem äußeren Magnetfeld aufgetragen.

Die Magnetisierungskurven in Abbildung 5.2 entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung können für alle drei Probenkonfigurationen weder eindeutig einer magnetisch schweren (hohe Anisotropiefeldstärke und keine Hysterese) noch eindeutig einer magnetisch leichten Achse (Hysterese mit einer der Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  entsprechenden Remanenzmagnetisierung  $M_R$ ) zugeordnet werden. Die Kurven der Probe A und B sind nahezu identisch. Sie zeigen Koerzitivfelder  $H_C$  um 45 Oe, Remanenzmagnetisierungen  $M_R$  von rund  $54 \text{ emu/m}^2$ , was in etwa 56 % der Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  entspricht und Anisotropiefelder  $H_{\text{aniso}}$  im Bereich von 20 kOe. Die Hysterese der Probe C ist hingegen durch ein sehr viel geringeres Anisotropiefeld von rund 45 Oe, eine niedrigere Koerzitivfeldstärke um 13 Oe und eine Remanenzmagnetisierung von  $M_R \simeq 60 \text{ emu/m}^2 \simeq 92 \% M_S$  gekennzeichnet.

Ein ähnliches Verhalten zeigen die Proben bei Messungen entlang der zweiten in der Schichtebene liegenden  $[11\bar{2}]$ -Richtung, dargestellt in Abbildung 5.3. Die Kurven der



**Abbildung 5.3:** Magnetisches Moment der Proben A, B und C über dem externen Magnetfeld parallel zur  $[11\bar{2}]$ -Richtung. Das linke Diagramm zeigt den Kurvenverlauf bis zur Sättigung in hohen Feldern, das rechte die Hysterese bei kleinen Feldern.

Proben A und B entsprechen denjenigen der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Einzig die Hysterese von Probe C ist nun durch eine geringere Koerzitivfeldstärke von rund 4 Oe, eine gleich-

bleibende Anisotropiefeldstärke und eine Remanenzmagnetisierung von nur 84 % der Sättigungsmagnetisierung gekennzeichnet.

In der Schichtebene zeigen die Proben A und B somit magnetisch isotropes Material mit breiter Hysterese. Ein derartiges Verhalten wurde bislang für kristalline, planare  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten noch nie beobachtet. Im Gegensatz finden sich im Anhang B.4 für einkristalline, (111)-orientierte  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten, ebenfalls hergestellt bei  $100^\circ\text{C}$  auf  $\text{GaAs}(111)\text{B}$ -Substraten, in der Schichtebene leichte Achsen mit rechteckiger und schmaler Hysterese ( $H_C \simeq 12\text{ Oe}$ ). In der Literatur wird typischerweise für  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Filme abhängig von der uniaxialen magnetischen Anisotropie (UMA) und der magnetokristallinen Anisotropie (MCA) in den in der Schicht liegenden Richtungen über eine leichte sowie eine harte magnetische Achse berichtet. Die leichte Achse findet sich beispielsweise auf  $\text{GaAs}(001)$ -Substraten in den zur Substratnormalen senkrechten  $\langle 100 \rangle$ -Richtungen mit Anisotropie- und Koerzitivfeldern  $\leq 10\text{ Oe}$ . Die schwere Achse hingegen liegt in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung, zeigt keinerlei Hysterese und Anisotropiefelder um  $100\text{--}200\text{ Oe}$ .<sup>[266–274]</sup> Der  $M$ - $H$ -Kurvenverlauf der in der Schicht liegenden Richtungen für Probe C hingegen zeigt im Vergleich zur Literatur planarer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten übereinstimmend geringe Koerzitivfelder. Eindeutig schwere bzw. leichte Achsen, wie sie durch UMA und MCA hervorgerufen werden, können jedoch auch hier nicht beobachtet werden. Ursachen für das modifizierte Hystereseverhalten der hier vorgestellten Proben liegen sicher erstens darin begründet, dass das  $\text{Fe}_3\text{Si}$ , gewachsen auf amorphem Si-Oxid wie in Kapitel 4.3.2 dargestellt, keine einkristalline Schicht, sondern polykristallin bis amorph ist. Zweitens kommt hinzu, dass die Grenzfläche zwischen Si-Oxid und  $\text{Fe}_3\text{Si}$  durch die raue Oberfläche des Oxids ebenfalls nicht glatt ist. Kann man bei  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten, die unter vergleichbaren Bedingungen auf glatten  $\text{GaAs}(111)\text{B}$ -Substraten hergestellt wurden (Anhang B.2), mittels AFM ebene Schichten mit atomaren Stufen beobachten, so zeigen die  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten auf Si-Substraten, bedeckt mit nativem Si-Oxid, der Abbildung 4.10 in Kapitel 4.2.1 keinerlei aus einzelnen, kristallinen Ebenen bestehende atomare Terrassen.

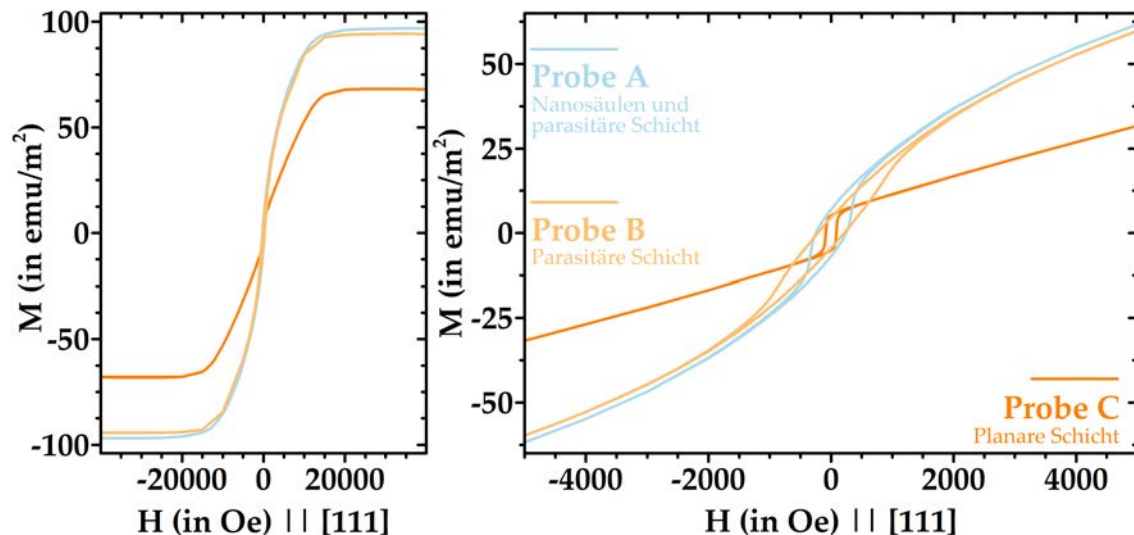


Abbildung 5.4:  $M$ - $H$ -Kurven der Proben A, B und C mit  $H \parallel [111]$ , links der Kurvenverlauf bis zur Sättigung, rechts die Hysterese bei kleinen Feldern.

Charakteristisch ist hier im Gegensatz eine sehr ebene Oberfläche und innerhalb dieser kreisrunde, vertiefte Defekte mit Durchmessern im Nanometerbereich. Diese charakteristischen morphologischen und kristallinen Eigenschaften sind mit hoher Wahrchein-

lichkeit der Grund dafür, dass bei allen drei Proben weder eine MCA noch eine UMA beobachtet werden kann. Eine Anisotropie, hervorgerufen durch die magnetischen Eigenschaften der Drähte auf Probe A, existiert ebenfalls nicht. Die  $M$ - $H$ -Kurven in der Schichtebene sind hingegen gekennzeichnet durch ungewöhnlich hohe Anisotropiefeldstärken sowie breite Hysteresen bzw. hohe Koerzitivfelder. Das Vorhandensein sowie die Abwesenheit der Säulen in den Proben A und B kann in diesem Bild als extrem raue, defektive  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht interpretiert werden und verursacht den im Vergleich zu C sehr viel härteren und breiteren Hystereseverlauf.

Neben diesen isotrop harten magnetischen Achsen in der Schichtebene finden sich auch für die senkrecht dazu verlaufende  $[111]$ -Richtung, dargestellt in Abbildung 5.4, einzig magnetisch schwere Achsen. Alle drei Probenkonfigurationen zeigen ein übereinstimmend hohes Anisotropiefeld von rund 20 kOe. Bei niedrigen Feldern ist jeweils eine Hysterese vorhanden, was auf leichte Verkippungen der Proben während der Messung zurückgeführt wird. Die entlang dieser Richtung sehr schweren magnetischen Achsen bei planaren Schichten gehen auf die universelle, magnetische Formanisotropie zurück. Sie hat ihre Ursache in der Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Die langreichweitige Kopplung der magnetischen Dipole bewirkt eine Vorzugsrichtung aufgrund der geometrischen Form der Probe, d. h. Formanisotropie. Diese nimmt für dünne Schichten entlang der Schichtnormale maximale Werte an, die umso höher sind, je größer das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen der Probenform ist. Typische Anisotropiefelder in dieser Richtung liegen für ferromagnetische Metalle wie  $\text{Fe}_3\text{Si}$  um 2 T bzw. 20 kOe. Erst im Grenzfall von nur wenigen Monolagen Schichtdicke bricht die Formanisotropie zusammen.<sup>[270]</sup> Dieser Grenzfall ist jedoch weder für die planare, parasitäre  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht von rund 70 nm noch für die dünnen  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hüllen von rund 18 nm erreicht. Aus diesem Grund stimmen die Kurven der hier vorgestellten Proben in dieser Richtung mit denen planarer, einkristalliner  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten auf  $\text{GaAs}(111)\text{B}$ -Substraten überein, wie in Anhang B.4 überprüft werden kann.

Unterschiede in den  $M$ - $H$ -Kurven zwischen Probe A und B ergeben sich im bisher präsentierten, qualitativen Kurvenverlauf nicht. Auch für höhere Wachstumstemperaturen des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zeigt die Probe mit Nanosäulen dasselbe Verhalten, nachdem die Säulen entfernt wurden. Sogar die Sättigungsmagnetisierungen der Proben A und B stimmen überein. Die parasitäre Schicht zwischen den Nanosäulen dominiert offenbar qualitativ die mittels SQUID gemessenen magnetischen Eigenschaften vollkommen. Dies ist verständlich, da das Volumen der parasitären Schicht ca. um einen Faktor 8 bis 200 größer ist. (Die Abschätzung dieses Faktors kann im Anhang C nachgeschlagen werden.)

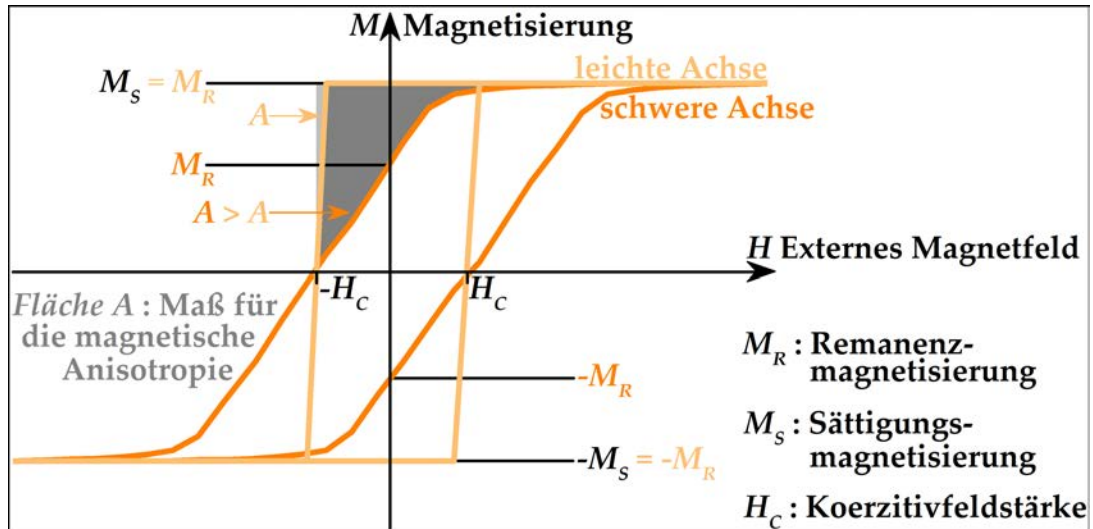
Um die Hysteresekurven jedoch auch quantitativ vergleichen zu können, wurde wie folgt vorgegangen. Das charakteristische Merkmal in verschiedenen Zuständen vorliegender ferromagnetischer Materialbeiträge innerhalb einer Probe, wie beispielsweise die Magnetisierung einer planaren Schicht und diejenige von Nanodraht-Hüllen, ist die Anisotropieenergie. Als Maß dieser Energie dienen in der Regel die sogenannten Anisotropiekonstanten. Diese können wiederum mithilfe einer zugrunde liegenden Theorie für uniaxiale oder magnetokristalline Anisotropien aus den Hysteresekurven entnommen werden. Da die hier vorgestellten Proben weder eine UMA noch eine MCA zeigen, ist das Ableiten der exakten Anisotropiekonstanten nicht möglich. Näherungsweise kann jedoch die in Abbildung 5.5 grau dargestellte Fläche  $A_{\text{aniso}}$  in den  $M$ - $H$ -Kurven als Maß für die Anisotropieenergie dienen. Sie spiegelt eine Energie wider, welche als Arbeit vom externen Magnetfeld verrichtet werden muss, um die magnetischen Momente im Material sämtlich entlang der vorgegebenen Richtung auszurichten. Für die beispiel-



## 5. Magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

haft in Abbildung 5.5 skizzierten Hysteresekurven beträgt diese Fläche nahezu Null für leichte Achsen. Schwere magnetische Achsen hingegen besitzen hohe Anisotropieflächen.

Um diese Anisotropieflächen zu berechnen, wurde die auf die Sättigungsmagnetisierung normierte Hysteresekurve vom Koerzitivfeld bis  $M = M_S$  integriert. Sie tragen somit die Einheit Oe. Die so ermittelten Anisotropiefeldflächen der Proben A, B und C



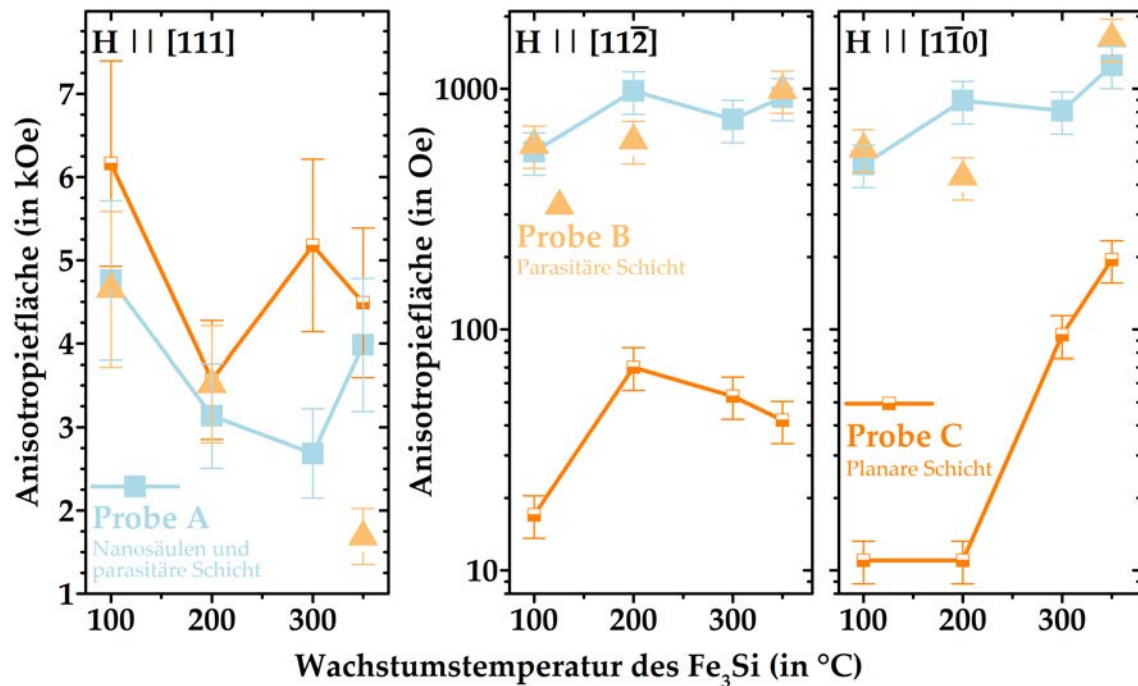
**Abbildung 5.5:** Skizze der magnetischen Hysterese für eine magnetisch leichte und eine schwere Achse. Als Maß für die magnetische Anisotropie-Energie kann in einfacher Näherung die Fläche  $A$  verwendet werden. Diese nimmt kleine Werte für leichte Achsen und große entsprechend für schwere an.

finden sich in der Abbildung 5.6 über der Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  für die drei Kristallrichtungen  $[111]$ ,  $[11\bar{2}]$  und  $[1\bar{1}0]$  aufgetragen.

Allen Proben gemeinsam sind hohe Anisotropieflächen im Bereich zwischen 2 und 7 kOe entlang der Probensenkrechten unabhängig von der Temperatur. Diese sinken leicht mit zunehmender  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Temperatur. Ein zusätzlicher, leichter Achsenanteil durch das Vorhandensein von Nanosäulen mit einem eventuell spontan in dieser Richtung ausgerichteten magnetischen Moment ausschließlich für Probe A kann nicht beobachtet werden. Zwar liegen die Anisotropieflächen der Probe A merklich unterhalb derselben von Probe C, jedoch zeigt Probe B dasselbe Verhalten. Dass die hier beobachteten Anisotropieflächen der Proben A und B unterhalb derjenigen von Probe C liegen, mag ihre Ursache in einer unterschiedlichen Oberflächenrauigkeit haben. Diese ist durch die Anwesenheit von Nanosäulen in Probe A bzw. durch die Löcher aufgrund ihres Fehlens in Probe B deutlich erhöht, was in diesen Proben das Verhältnis von glatter Oberfläche zu Volumen verringert und damit zwangsläufig auch die Anisotropieflächen.

Die Anisotropiefeldflächen der in der Schicht liegenden Richtungen  $[11\bar{2}]$  und  $[1\bar{1}0]$  sind für alle drei Proben nahezu identisch und steigen leicht mit der Temperatur. A und B besitzen dabei jedoch deutlich höhere Anisotropieflächen als Probe C. Darüber hinaus zeigt einzig Probe C eine leichte Anisotropie bei 100 und 200 °C mit einer leichteren Achse entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Dass die hier vorliegenden polykristallinen bis amorphen Schichten deutlich höhere Anisotropieflächen als einkristalline  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Filme auf GaAs(111)B-Substraten besitzen (siehe Anhang B.4) mag ihrer erhöhten Grenz- und Oberflächenrauigkeit geschuldet sein. Bei Probe A und B ist letztere aufgrund der zu-

sätzlichen Rauigkeit verursacht durch die Anwesenheit bzw. das Fehlen der Nanosäulen noch weiter erhöht. Die Oberflächenrauigkeit wiederum nimmt mit erhöhter  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -



**Abbildung 5.6:** Größe der gemessenen Anisotropiefeldfläche für die drei Kristallrichtungen der Proben A, B und C in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ .

Wachstumstemperatur zu und verursacht somit den in Abbildung 5.6 dargestellten Anstieg der Anisotropiefeldflächen mit steigender Temperatur.

Ein zusätzlicher, leichter oder schwerer Achsenanteil durch das Vorhandensein von Nanosäulen mit einem eventuell spontan in anderer Richtung als derjenigen der parasitären Schicht ausgerichteten magnetischen Moment kann somit innerhalb der Anisotropie von Ensemble-SQUID-Messungen nicht beobachtet werden.

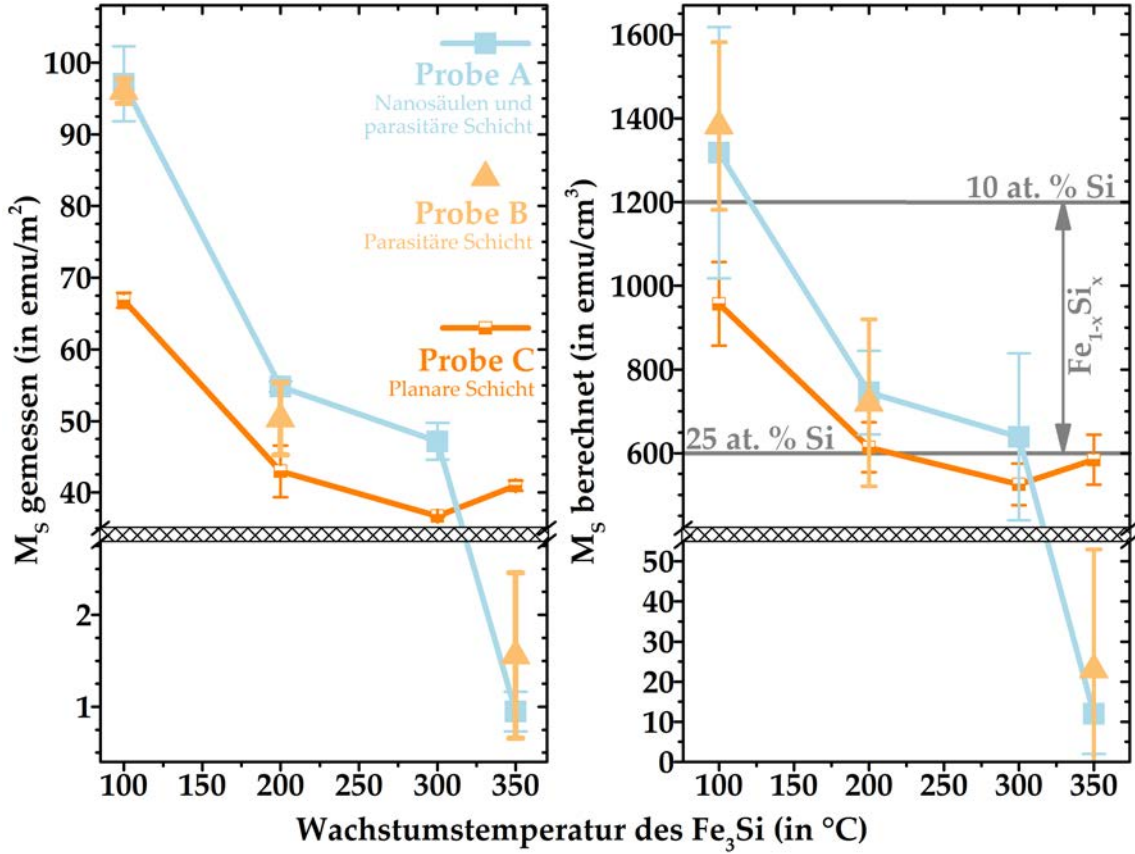
### 5.1.2. Magnetisches Sättigungsmoment

Die Abhängigkeit des magnetischen Moments in der Sättigung pro zweidimensionaler Probenfläche von der Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ist für die drei Probenkonfigurationen im linken Diagramm der Abbildung 5.7 dargestellt.

Bei einer Betrachtung dieser nur auf die Probengrundfläche normierten Sättigungsmagnetisierungen von Probe A und B fällt auf, dass das Moment beider für alle Temperaturen annähernd gleich ist. Dies ist verwunderlich, denn bei Probe B wurde im Vergleich zu A magnetisches Material, d. h. die Nanodraht-Hüllen, entfernt. Da sich jedoch keine Reduktion im gemessenen Moment von Probe A zu B ergibt, bleibt als Erklärung nur, dass das Moment in den Nanodraht-Hüllen gegenüber demjenigen der parasitären Schicht verschwindend gering ist. Eine Abschätzung der Volumina von Nanodraht-Hüllen zu parasitärer Schicht, wie sie ausführlicher im Anhang C beschrieben ist, ergibt ein Verhältnis von 0,5 bis 12 %. Ein gegenüber der Schicht verschwindend geringes und experimentell somit nicht mehr zweifelsfrei nachweisbares Moment der Nanosäulen-Hüllen ist demnach durchaus möglich.

## 5. Magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

Durch die Unkenntnis des exakten Volumens an ferromagnetischem Material und die daraus resultierende Normierung auf die zweidimensionale Probenfläche ergibt sich ein Unterschied in den Sättigungsmagnetisierungen von Probe A und B zu Probe C. Rückschlüsse anhand dieser Daten zu ziehen ist jedoch schwierig, da sie nicht eindeutig mit Literaturwerten des magnetischen Momentes pro Volumen in Beziehung gesetzt



**Abbildung 5.7:** Abhängigkeit des magnetischen Moments in der Sättigung pro zweidimensionaler Probenfläche (linke Seite) und normiert auf das gesamte Volumen (rechte Seite) der Proben A, B und C von der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur.

werden können. Aus diesem Grund soll, um das magnetische Moment in der Sättigung pro zweidimensionaler Probenfläche umzurechnen, nun versucht werden, das Volumen der Proben A, B und C abzuschätzen. Hierfür wurde eine typische Dichte und Länge der GaAs-Nanodrähte von rund  $q_{NW} = (1-9) \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$  und  $L = 1 \mu\text{m}$ , ein typischer GaAs-Nanodraht-Radius von rund  $r_{NW} = (25-50) \text{ nm}$  und die mittels TEM gemessene Dicke der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hüllen von  $d_H = (14 - 21) \text{ nm}$  sowie eine Dicke der parasitären bzw. planaren  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht von  $d_S = 70 \text{ nm}$  angenommen. Mit diesen Parametern berechnet sich die Sättigungsmagnetisierung aus

$$M_S(\text{Probe A}) = \frac{m}{A} \left\{ \frac{1}{d_S + q_{NW} \pi L ((r_{NW} + d_H)^2 - r_{NW}^2)} \right\}, \quad (5.1)$$

$$M_S(\text{Probe B}) = \frac{m}{A} \left\{ \frac{1}{d_S + q_{NW} \pi (r_{NW} + d_H)^2 d_S} \right\} \text{ und} \quad (5.2)$$

$$M_S(\text{Probe C}) = \frac{m}{A} \left\{ \frac{1}{d_S} \right\}. \quad (5.3)$$

Die größte Unsicherheit ergibt sich bei dieser Berechnung aus der Abschätzung des Probenvolumens. Schon bei planaren Schichten der Probe C ergibt sich hieraus ein Fehler von rund 10 % des berechneten Wertes.<sup>[266]</sup> Bei Probe A und B kommt nun noch hinzu, dass die angenommenen Werte der Nanosäulen-Geometrie, wie Länge, Durchmesser und Hüllendicke, sowie die Dichte der Nanodrähte aufgrund des selbstorganisierten Wachstums eine breite Verteilung besitzen. Der so gefundene Fehler ist hier deshalb umso größer.

Für die 100-°C-Proben mit einem magnetischen Moment in der Sättigung von rund 97 emu/m<sup>2</sup> der Probe A, bzw. 96 emu/m<sup>2</sup> der Probe B und 67 emu/m<sup>2</sup> der Probe C ergibt die Abschätzung

$$\begin{aligned} M_S(\text{Probe A}) &= (1318 \pm 300) \text{ emu/cm}^3, \\ M_S(\text{Probe B}) &= (1382 \pm 200) \text{ emu/cm}^3 \text{ und} \\ M_S(\text{Probe C}) &= (957 \pm 100) \text{ emu/cm}^3. \end{aligned}$$

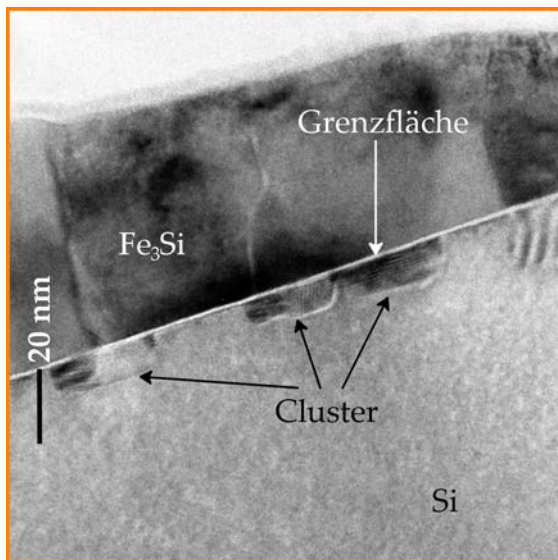
Diese Werte und die für höhere Temperaturen gefundenen, welche im Anhang C nachgeschlagen werden können, sind schließlich im rechten Diagramm der Abbildung 5.7 dargestellt.

Innerhalb der Fehlergrenzen liegen bis auf Probe A und B bei 350 °C die Sättigungsmagnetisierungen unabhängig von der Temperatur im erwarteten Bereich für stöchiometrisches Fe<sub>3</sub>Si von rund 600 bis 1200 emu/cm<sup>3</sup>.<sup>[40,266,275–277]</sup> Dieser Bereich ist in Abbildung 5.7 durch graue Linien angegeben. Die SQUID-Analyse bestätigt somit, dass sich beim Überwachsen der Nanodrähte während des MBE-Prozesses aus den bereitgestellten Flüssen Fe und Si tatsächlich die Verbindung Fe<sub>3</sub>Si bildet. Die Sättigungsmagnetisierungen der Proben A und B stimmen unabhängig von der Temperatur überein. Dabei liegt das Moment von A und B bis einschließlich 300 °C über demjenigen der Probe C. Allen drei Proben ist in Abbildung 5.7 ein deutliches Absinken der Sättigungsmagnetisierung zwischen 100 und 200 °C gemeinsam. Während das Moment der Probe C bei weiterer Temperaturerhöhung annähernd konstant bleibt, sinken die Sättigungsmagnetisierungen von A und B bei 350 °C jedoch um etwa zwei Größenordnungen.

Dass die Proben A und B, abgesehen von 350 °C, ein höheres Moment als dasjenige der Probe C aufweisen, liegt höchstwahrscheinlich an leicht veränderten MBE-Parametern während des Wachstums. Die Probe A (und somit auch B) wurde zeitlich früher mit einem etwas niedrigeren Si-Fluss als Probe C hergestellt. Übereinstimmend finden sich für C Magnetisierungen die einem höheren Si-Gehalt (untere graue Linie im rechten Diagramm der Abbildung 5.7) entsprechen.

Aus der planaren Epitaxie des Fe<sub>3</sub>Si und den vorangestellten Untersuchungen der Kristallstruktur ist bekannt, dass es oberhalb von 200 °C sowohl in den Nanosäulen als auch in den planaren Schichten zunehmend zu Grenzflächenreaktionen kommt. Im Zuge dieser Reaktionen bilden sich Fe-As-, Fe-Si- bzw. Fe-Ga-Verbindungen, welche entweder paramagnetisch sind oder ein erheblich geringeres Sättigungsmoment als Fe<sub>3</sub>Si aufweisen. Dies lässt die Sättigungsmagnetisierung bei hohen Wachstumstemperaturen sinken. Hierdurch kommt es bei 350 °C zu einer fast vollständigen Zerstörung des Ferromagnetismus in den Proben A und B. Das Sättigungsmoment liegt in Abbildung 5.7 nur noch im Bereich von 10 bis 25 emu/cm<sup>3</sup>. In Probe C hingegen spielen diese Prozesse auch bei 350 °C noch eine untergeordnete Rolle, denn das Moment in der Sättigung zeigt denselben Wert wie bei 200 °C. Dennoch finden auch hier Reaktionen an der Grenzfläche statt. Dies ist anhand der dabei entstandenen Cluster in der aus dem vorangegan-

genen Kapitel entnommenen TEM-Aufnahme in Abbildung 5.8 deutlich zu erkennen. Die Ausdehnung dieser Cluster ist jedoch sehr viel geringer als die markanten, defektiven Regionen der Grenzflächenreaktion im Si-Substrat unterhalb der Nanosäulen von A und B. Zum Vergleich wurde in Abbildung 5.9 ebenfalls die TEM-Aufnahme der Probe A eingefügt. Darüber hinaus ist bei 350 °C in A und B auch die Grenzfläche zwischen GaAs-Kern und Fe<sub>3</sub>Si-Hülle nicht mehr stabil. Hier kommt es gleichfalls zur Durchmischung. Die reaktive Fläche ist somit bei A und B um ein Vielfaches größer als bei C



**Abbildung 5.8:** TEM-Vielstrahlaufnahme der Probe C für 350 °C. Aufgenommen von Bernd Jenichen.



**Abbildung 5.9:** TEM-Vielstrahlaufnahme der Probe A für 350 °C. Aufgenommen von Bernd Jenichen.

und es stehen darüber hinaus doppelt so viele Reaktionspartner zur Verfügung. Dies führt schließlich zu der in Abbildung 5.7 beobachteten, fast vollständigen Zerstörung des Ferromagnetismus in den Proben A und B bei 350 °C.

Ähnlich der Untersuchungen zur Anisotropie von Ensemble-SQUID-Messungen lässt sich auch im magnetischem Moment kein zusätzlicher Beitrag durch die ferromagnetischen Nanodraht-Hüllen nachweisen. Aufgrund von massiven Grenzflächenreaktionen wird das aufgebrachte ferromagnetische Material in den Nanodraht-Proben jedoch bereits bei 350 °C nahezu vollkommen zerstört.

### 5.1.3. Magnetische Konfiguration

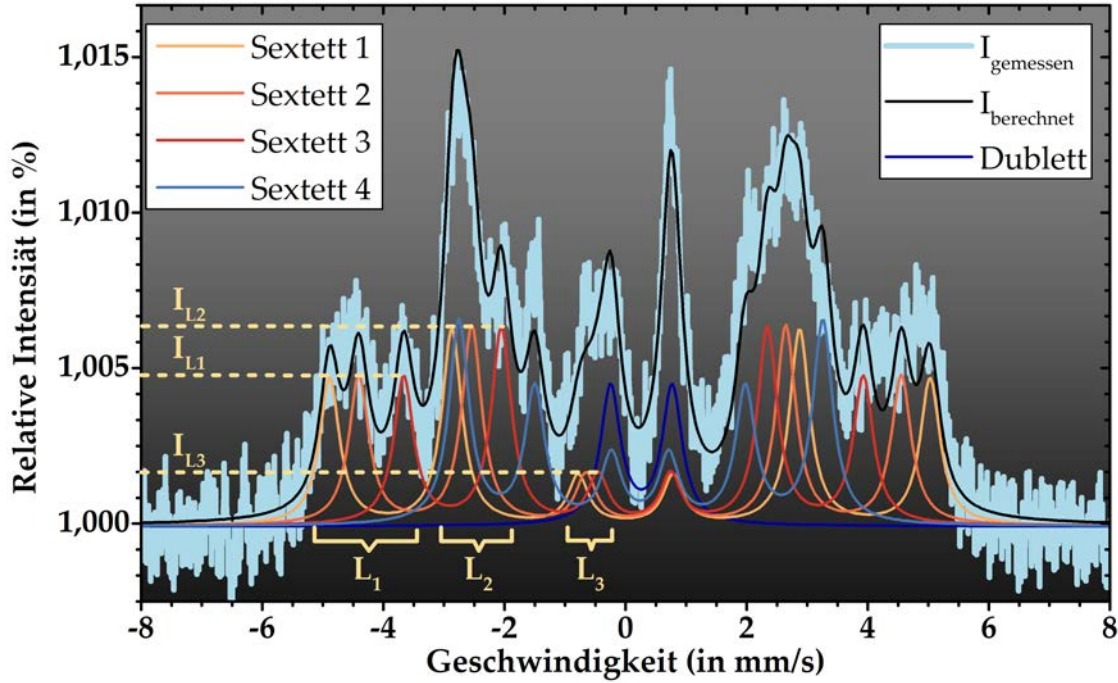
Aussagen über die magnetische Konfiguration können zusätzlich mittels Mössbauer-Spektroskopie (MB) an der Probe A für eine Temperatur von 100 und 350 °C getroffen werden. Die den jeweiligen Temperaturen entsprechenden MB-Spektren finden sich in den Abbildungen 5.10 und 5.11.

Bei 100 °C (dargestellt in Abbildung 5.10) sind anhand der Einzellinien des angepassten Kurvenverlaufes (schwarze Linie) eindeutig die für ferromagnetische Materialien wie Fe<sub>3</sub>Si typischen Zeeman-Sextette zu erkennen. Das Spektrum wurde hier mit vier Zeeman-Sextetten entsprechend der vier kubischen Untergitter des Fe<sub>3</sub>Si mit annähernd



gleichen Flächenanteilen und einem Quadrupol-Dublett mit den Parametern in Tabelle 5.1 angepasst.

Die Hyperfeinfelder der Sextette liegen im Bereich von 30,8 bis 18,6 T. Im Vergleich zu Literaturwerten des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  in der  $\text{D0}_3$ -Struktur stimmen die experimentell gefundenen Hyperfeinfelder größtmäßig überein, streuen jedoch um die exakten Werte.<sup>[278]</sup> Dies



**Abbildung 5.10:** Mössbauerspektrum von Probe A, d.h. anlagenfrischer mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelter GaAs-Nanosäulen, hergestellt bei einer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur von  $100^\circ\text{C}$ . Aufgezeichnet von Prof. Dr. Peter Schaaf.

kann auf zusätzliches Ga in der Phase, kleine Korngrößen oder einen recht geringen Ordnungsgrad zurückgeführt werden. Von dem hier vorliegenden  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ist somit nur ein geringer Anteil in der exakten  $\text{D0}_3$ -Phase geordnet. Übereinstimmend mit den struktu-

	IS in mm/s	QS in mm/s	H in T	$\Gamma$ (HWHM) in mm/s	RA in %	$I_{L1}:I_{L2}:I_{L3}$
Dublett	0,26(4)	1,02(6)	-	0,20(5)	8(2)	
Sextett 1	0,04(2)	0,03(2)	30,8(2)	0,20(5)	23(3)	3:4:1
Sextett 2	0,06(2)	0,01(2)	27,8(2)	0,20(5)	23(3)	3:4:1
Sextett 3	0,14(2)	0,00(2)	23,5(2)	0,20(5)	23(2)	3:4:1
Sextett 4	0,25(2)	0,01(2)	18,6(2)	0,20(5)	23(2)	3:4:1

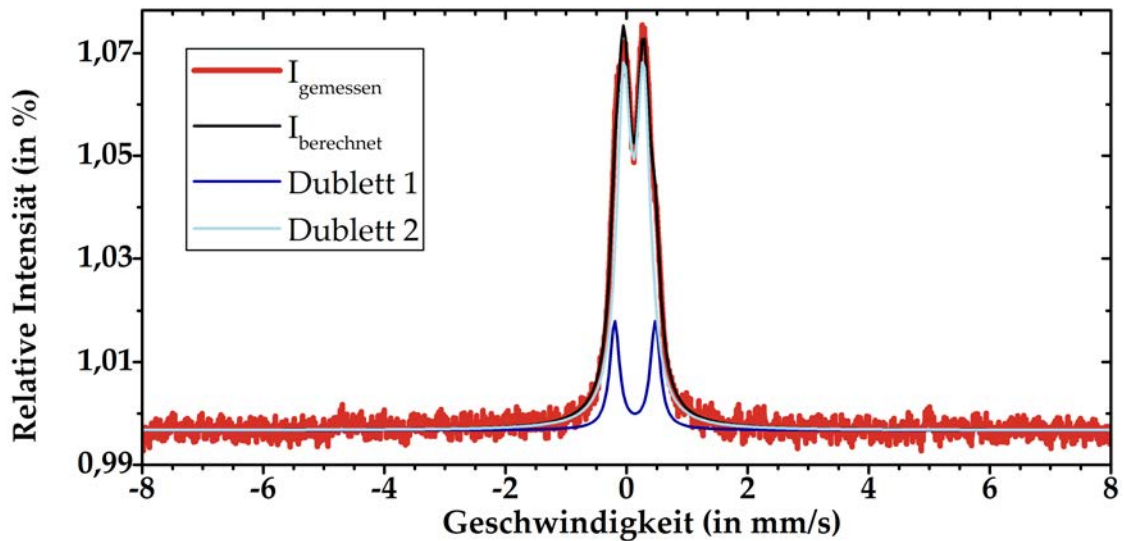
**Tabelle 5.1:** Hyperfein-Parameter der MB von mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen einer Wachstumstemperatur von  $100^\circ\text{C}$ . Aufgenommen von Prof. Dr. Peter Schaaf. (IS - Isomerieverschiebung, QS - Quadrupolaufspaltung, H - Feld der Hyperfeinaufspaltung,  $\Gamma$  - halbe Halbwertsbreite, RA - relative Fläche,  $I_{L1}:I_{L2}:I_{L3}$  - Intensitätsverhältnisse der Linien 1, 2 und 3)

rellen Untersuchungen liegt das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  hingegen vorwiegend in der **B2**-, bzw. **A2**-Phase vor. Die Schwankungen der Hyperfeinfelder um die Literaturwerte deuten zusätzlich



auf  $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$ -Phasen mit einer recht großen Variationsbreite in  $x$  hin. Das Dublett mit einem Anteil von nur 8 % kann nicht widerspruchsfrei zugeordnet werden. Es könnte sowohl von Oxiden auf der Probenoberfläche als auch von nicht-ferromagnetischen Phasen in der Probe herkommen. Darüber hinaus zeigen die Sextette 1 bis 3 ein Intensitätsverhältnis  $I_{L1}:I_{L2}:I_{L3}$  der Linien 1 ( $L_1$ ), 2 ( $L_2$ ) und 3 ( $L_3$ ) von 3:4:1. Dieses Verhältnis lässt direkt auf eine Orientierung der Spins senkrecht zum anregenden  $\gamma$ -Strahl in der MB, welcher hier entlang der Probennormale gerichtet ist, schließen. Die Magnetisierung des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ist somit parallel zur Probenoberfläche gerichtet. Eine eventuell vorliegende senkrechte Komponente der Magnetisierung in den Nanosäulen-Hüllen ist bei diesen Messungen nicht zu erkennen.

Im MB-Spektrum der Probe A bei 350 °C in Abbildung 5.11 ist im Gegensatz zum Spektrum bei 100 °C nur noch eine reine Dublett-Aufspaltung zu beobachten. Es liegen somit ausschließlich paramagnetische Phasen und keinerlei ferromagnetische wie  $\text{Fe}_3\text{Si}$  mehr vor. Das bereits mittels SQUID-Untersuchungen gefundene Zusammenbre-



**Abbildung 5.11:** Mössbauerspektrum von Probe A, d.h. anlagenfrischer mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelter GaAs-Nanosäulen, hergestellt bei einer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur von 350 °C. Aufgezeichnet von Prof. Dr. Peter Schaaf.

chen des Ferromagnetismus in Probenkonfiguration A für 350 °C wird somit durch eine zweite, unabhängige Methode bestätigt. Das Spektrum wurde durch zwei Dublette angenähert. Die Parameter der Quadrupolaufspaltung sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

	IS in mm/s	QS in mm/s	$\Gamma$ (HWHM) in mm/s	RA in %
Dublett 1	0,14(1)	0,67(3)	0,10(3)	19(7)
Dublett 2	0,12(1)	0,33(2)	0,14(2)	81(8)

**Tabelle 5.2:** Hyperfeinparameter der MB von mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen einer Wachstumstemperatur von 350 °C. Aufgenommen von Prof. Dr. Peter Schaaf. (IS - Isomerieverschiebung, QS - Quadrupolaufspaltung,  $\Gamma$  - halbe Halbwertsbreite, RA - relative Fläche)

Die Hyperfeinparameter der angepassten Dublette entsprechen einer Reihe von Fe- und Si-Verbindungen mit einem hohen Si-Gehalt wie  $\text{FeSi}_2$ ,  $\text{FeSi}$ , oder  $\text{Fe}_2\text{Si}_2$ . Doch auch gemischte Phasen von Fe, Ga und As kommen für diese Probe in Betracht. Aufbauend auf die bisherigen Erkenntnisse bilden sich mit hoher Wahrscheinlichkeit all diese möglichen Verbindungen sowohl in den markanten Defektregionen unterhalb der Nanosäulen als auch direkt innerhalb der Nanodrähte selbst.

### Zusammenfassung

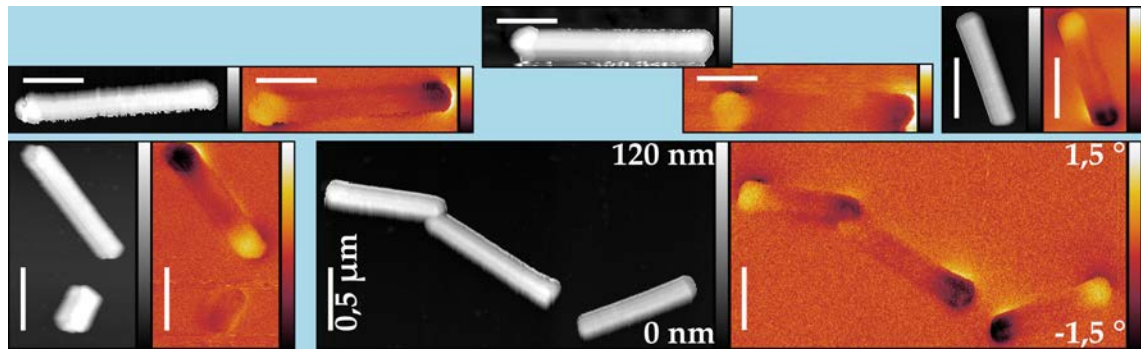
Festgehalten werden kann hier, dass eine Unterscheidung des magnetischen Signals der Nanosäulen-Hüllen von demjenigen der parasitären  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht für diese Art der Ensemble-Messungen weder im Anisotropieverhalten noch im Sättigungsmoment noch in der magnetischen Konfiguration möglich ist. Für die Charakterisierung der Nanodraht-Hüllen ist somit SQUID als auch MB nicht geeignet. Hier dominiert durch ihr sehr viel größeres Volumen stets die parasitäre, planare  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht. Um die magnetischen Eigenschaften der Nanodraht-Hüllen zu analysieren sind somit Einzeldrahtmessungen zwingend erforderlich.

## 5.2. Einzeldrähte

Die parallele Ausrichtung der Nanosäulen in einem externen Magnetfeld, wie sie in Kapitel 2.3.3 bei dem Ausstreuen einzelner Drähte im Feld beobachtet wurde, zeigt bereits, dass die  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hüllen bei Raumtemperatur ferromagnetisch sind. Um Rückschlüsse auf die Konfiguration der Magnetisierung in den Hüllen zu ziehen, wurden Einzeldrähte mittels Magnet-Kraft-Mikroskopie (MFM) und Magnetotransport-Messungen (MT) untersucht.

### 5.2.1. Magnetische Konfiguration

Abbildung 5.12 zeigt Kontrastbilder der MFM an 1- $\mu\text{m}$ -langen Säulen, welche bei einer Temperatur von 100 °C mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelt wurden. Für diese Aufnahmen wurden die Drähte trocken ausgestreut. Zum Vergleich ist für jedes MFM- das entsprechende Atom-Kraft-Mikroskopie-Bild (AFM) mit dargestellt. Durch die deutlich in Erscheinung tretenden Erhebungen bis zu 120 nm sind die Nanodrähte in den AFM-Bildern leicht zu identifizieren. In den korrespondierenden MFM-Aufnahmen zeigt sich jeweils an den Positionen der Säulenköpfe bzw. Säulenfüße ein deutliches magnetisches Signal. Die maximale Phasenverschiebung liegt dabei im Bereich von -1,5 bis 1,5°. Um aus-

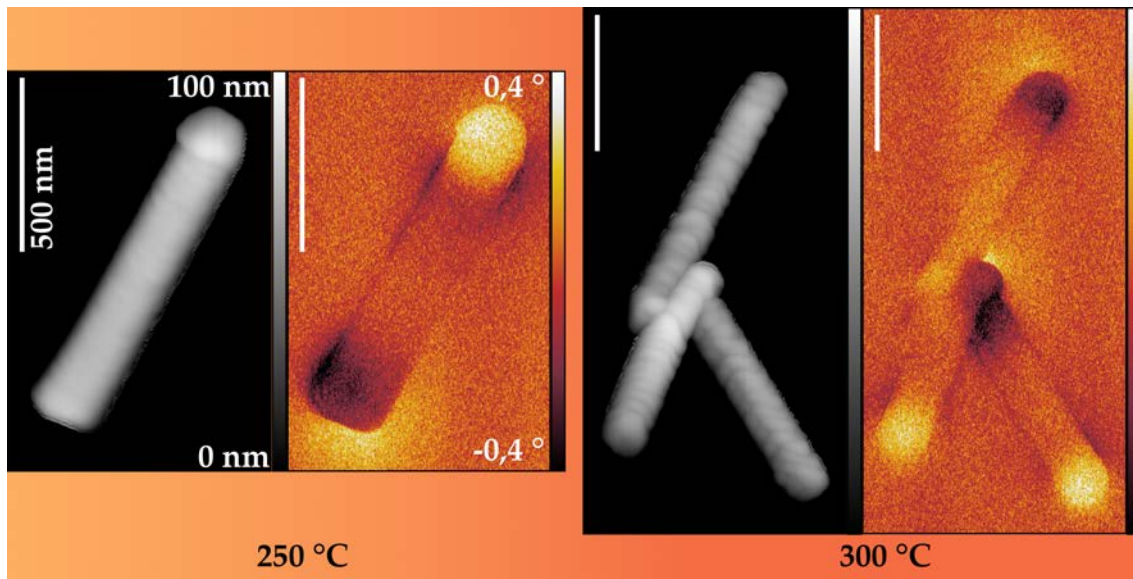


**Abbildung 5.12:** MFM-Aufnahmen mit den zugehörigen AFM-Bildern von einzelnen, trocken ausgestreuten Nanosäulen. Die Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  betrug hier 100 °C und die ursprüngliche Länge der Säulen 1  $\mu\text{m}$ . Die Skala beträgt bei jedem Bild 0,5  $\mu\text{m}$ . Die farblich kodierte Höhe der AFM-Aufnahme sowie die Phasenverschiebung des MFM liegen ebenfalls bei allen Bildern konstant im Bereich von 0 bis 120 nm bzw. -1,5 bis 1,5°.

zuschließen, dass der hier beobachtete Kontrast auf Artefakte während des Abtastens der Säulen zurückgeht, wurden Nanodrähte mit verschiedenen Richtungen der Nadelbewegung untersucht. So finden sich in Abbildung 5.12 Drähte, welche entlang ihrer Achse, senkrecht dazu und in verschiedensten anderen Winkeln abgefahren wurden. Unabhängig davon zeigen die Nanosäulen stets eine anziehende Kraftwirkung auf die Nadel (dunkle Bereiche) an einem Säulenende sowie eine abstoßende (helle) am gegenüberliegenden Ende. Die hellen bzw. dunklen Bereiche sind annähernd kreisrund und dehnen sich ganz leicht über die physikalischen Abmessungen der Säulen hinaus aus. Sie sind außerdem stets begleitet von einem dünnen Streifen invertierten Kontrastes, welcher sich direkt am Ende oder an der Seite einer langen Drahtfläche befindet.

Ein gleichartiger Kontrast konnte ebenfalls für Säulen bis zu einer Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  von 300 °C beobachtet werden. Die Höhen- und Phasenkontrastbilder

dieser bei 250 und 300 °C ummantelten, mechanisch ausgestreuten Säulen finden sich in Abbildung 5.13. Die ursprüngliche Länge der Nanodrähte betrug 1  $\mu\text{m}$ . Die Bereiche anziehender und abstoßender Kräfte stimmen in Position, Form und Ausdehnung mit denjenigen in Abbildung 5.12 überein. Einzig die maximale Phasenverschiebung der MFM-Nadelbewegung beträgt bei diesen Bildern weniger als die Hälfte derjenigen aus Abbildung 5.12. Der Grund hierfür resultiert aus der Verwendung einer MFM-Sonde mit einem geringeren magnetischen Moment. Für die in Abbildung 5.13 verwendete Spitze gibt der Hersteller aufgrund einer dünneren CoCr-Legierung ein um 2/3 vermindertes Moment an. Rastert man mit dieser die in Abbildung 5.12 dargestellten Säulen ab, so



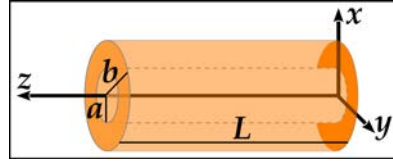
**Abbildung 5.13:** AFM- und MFM-Aufnahmen von GaAs-Nanosäulen ummantelt mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  bei einer Temperatur von 250 °C und 300 °C. Die Skala beträgt in allen Bildern 500 nm, die Höhe der AFM-Bilder und der Wertebereich der MFM-Phasenverschiebung rangieren im Bereich von 0 bis 100 nm bzw. -0,4 bis 0,4 °.

liegt die maximale Phasenverschiebung bei  $\pm 0,7^\circ$ . Darüber hinaus sinkt entsprechend der Beobachtungen aus Kapitel 5.1 erwartungsgemäß das magnetische Moment in den Säulen mit steigender  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Temperatur. Aufgrund beider Faktoren beträgt die maximale Phasenverschiebung hier nur  $\pm 0,4^\circ$ . Quantitative Aussagen über das geringere Moment in den Säulen hoher Wachstumstemperaturen lassen sich aus den hier präsentierten MFM-Messungen jedoch nicht ableiten. Wegen der sehr zeitintensiven MFM-Untersuchungen konnte außerdem nur für Säulen der Temperaturen 100, 250 und 300 °C eine spontane Magnetisierung aufgezeichnet werden.

Um von den beobachteten Phasenkontrastbildern der MFM auf die zugrundeliegende Konfiguration der Magnetisierung zu schließen, bleibt nun, wie in Kapitel beschrieben, das Magnetfeld der Probe zu berechnen. Wie in Abbildung 5.14 skizziert, werden die in der vorliegenden Arbeit betrachteten Nanosäulen dazu durch einen magnetischen Hohlzylinder approximiert. Sein Zentrum befindet sich am Ort  $(0,0,L/2)$ . Der Innen- und Außenradius ist durch  $a$  bzw.  $b$  und die Länge durch  $L$  gegeben. Die Fragestellung der vorliegenden Arbeit ist, ob die Nanosäulen-Hüllen eine Magnetisierung entlang der Säule ausbilden. Aus diesem Grund soll nun das in der MFM zu erwartende Phasenkontrastbild eines magnetischen Hohlzylinders in Magnetstab-Konfiguration berechnet

## 5. Magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

werden. Die Magnetisierung wird o.B.d.A. in z-Richtung, d. h.  $\vec{M} = (0, 0, M)$  angenommen. Innerhalb dieser Rahmenbedingungen gilt es, das magnetische Feld  $\vec{H}$  zu finden. Aufgrund der Probensymmetrie bieten sich für die Berechnung Zylinderkoordinaten



**Abbildung 5.14:** Skizze eines Hohlzylinders.

( $\varrho \cos \varphi$ ,  $\varrho \sin \varphi$ ,  $z$ ) an. Der Zusammenhang von Magnetfeld und Magnetisierung ist für dieses Problem der Magnetostatik durch die Maxwell-Gleichungen

$$1. \quad \text{div} \vec{B} = 0, \quad (5.4)$$

$$2. \quad \text{rot} \vec{H} = \vec{j} = 0 \quad (5.5)$$

mit  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$  gegeben.

Aus der zweiten Maxwell-Gleichung 5.5 und der hier nicht vorhandenen Stromdichte  $\vec{j}$  folgt, dass man  $\vec{H}$  als Gradienten eines Skalarfeldes setzen kann.

$$\vec{H} = -\nabla \varphi_m$$

Für das magnetische Potential  $\varphi_m$  ergibt sich nun aus der ersten Maxwell-Gleichung 5.4

$$\Delta \varphi_m = \text{div} \vec{M} = 0,$$

die homogene, partielle Differentialgleichung namens Laplace. Der Lösungsansatz für das magnetische Potential lautet<sup>[161]</sup>

$$\varphi_m = -\frac{1}{4\pi} \int d^3 r' \frac{\text{div} \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \frac{1}{4\pi} \oint d\vec{f}' \cdot \frac{\vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (5.6)$$

Der erste Summand entfällt, da durch die Randbedingung  $\text{div} \vec{M} = 0$  gilt. Bei dem zweiten Summanden bleiben aufgrund des Skalarproduktes der Magnetisierung  $\vec{M} = (0, 0, M)$  mit den Flächennormalen  $\vec{f}_{1,2} = \pm \vec{e}_z = \pm(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$ ,  $\vec{f}_3 = (0, 0, 1)$  und  $\vec{f}_4 = (0, 0, -1)$  nur die folgenden Integrale

$$\varphi_m = \frac{M}{4\pi} \left\{ \underbrace{-\int_{z=0} d\varphi' d\varrho' \frac{\varrho'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}}_{I'} + \underbrace{\int_{z=L} d\varphi' d\varrho' \frac{\varrho'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}}_{I''} \right\}.$$

Der Vektorbetrag kann nun umgeschrieben werden.

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(\vec{r} - \vec{r}')^2} = \sqrt{(\varrho - \varrho')^2 + (z - z')^2}$$

Um die Integrale analytisch lösen zu können, wird nun für die Integration  $\varrho = 0$  gesetzt. Dies entspricht einer Lösung der Laplace-Gleichung auf der z-Achse und somit

nur für die Punkte  $(0,0,z)$ . Die Integrale  $I'$  und  $I''$  berechnen sich somit zu

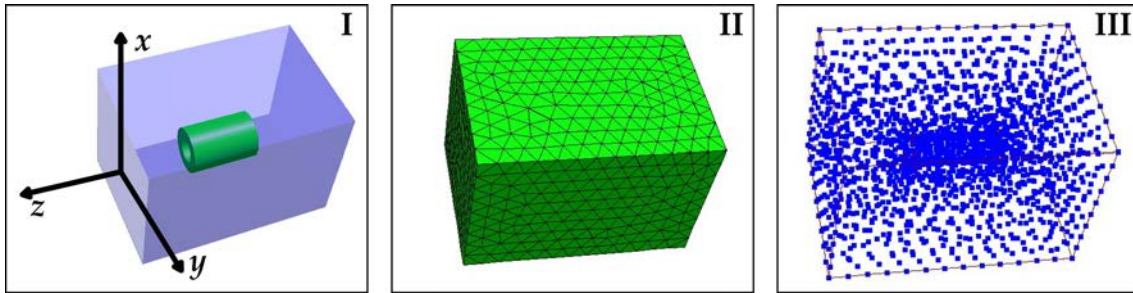
$$\begin{aligned}
 I' &= -2\pi \int_a^b dq' \frac{q'}{\sqrt{q'^2 + z'^2}}, \\
 &= -2\pi \left[ \sqrt{q'^2 + z'^2} \right]_a^b, \\
 &= -2\pi \left( \sqrt{b^2 + z^2} - \sqrt{a^2 + z^2} \right), \\
 I'' &= 2\pi \int_a^b dq' \frac{q'}{\sqrt{q'^2 + (L - z')^2}}, \\
 &= 2\pi \left[ \sqrt{q'^2 + (L - z')^2} \right]_a^b, \\
 &= 2\pi \left\{ \sqrt{b^2 + (L - z)^2} - \sqrt{a^2 + (L - z)^2} \right\}.
 \end{aligned}$$

Für das magnetische Potential findet sich die Lösung

$$\varphi_m = \frac{M}{2} \left\{ \sqrt{b^2 + (L - z)^2} - \sqrt{a^2 + (L - z)^2} - \sqrt{b^2 + z^2} + \sqrt{a^2 + z^2} \right\}. \quad (5.7)$$

Auf der  $z$ -Achse sind mit  $\varphi_m$  alle magnetischen Größen analytisch bestimmbar. Für einen Vergleich mit den MFM-Messungen ist die eben gefundene Lösung jedoch wenig tauglich, da mittels der MFM-Spitze das magnetische Feld in einigem Abstand zur Säule und somit auch zur  $z$ -Achse abgetastet wird. Um dieses numerisch zu berechnen wurde das Software-Paket Nmag<sup>[163]</sup> verwendet. Nmag ist ein auf der Programmiersprache Python basierendes mikromagnetisches Simulationsinstrument mittels finiten Elementen und via Internet kostenlos zu erhalten.

Die numerische Berechnung erfolgte auf der Probenstruktur wie sie in Abbildung 5.15 skizziert ist. Das Zentrum des Hohlzylinders befindet sich jedoch am Ort  $(0,0,0)$  und



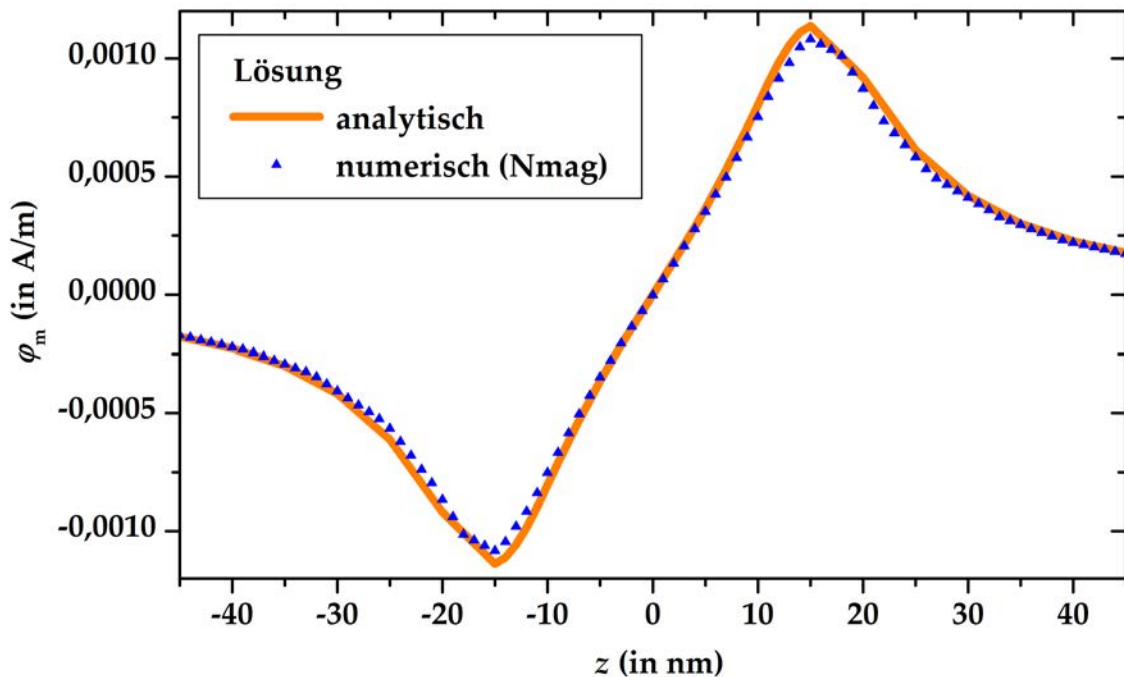
**Abbildung 5.15:** Skizze der für die mikromagnetische Simulation mittels Nmag<sup>[163]</sup> verwendeten Probe. **I** Ansicht des Hohlzylinders (grün) in einem mit Luft gefüllten Quader (transparentes blau). **II** Ansicht der äußeren Gitterelemente des für die numerische Berechnung verwendeten Netzes. **III** Ansicht der inneren Gitterpunkte.

stimmt somit nicht mit dem Koordinatenursprung in Skizze 5.15 I überein, welcher im Bild um die Hälfte der Quaderlänge nach links verschoben wurde um einen unverstellten Blick auf den Zylinder zu gewährleisten. Die Maße des Hohlzylinders betragen in der Länge 30 nm mit einem Innen- und Außenradius von 5 bzw. 10 nm. Dieser ist in



einen luftgefüllten Quader der Kantenlängen 30 nm, 30 nm und 45 nm eingebettet. Der Hohlzylinder besteht aus  $\text{Fe}_3\text{Si}$ , der Quader aus Luft. Die kennzeichnenden Materialparameter, d. h. die Sättigungsmagnetisierungen von rund 600 emu für  $\text{Fe}_3\text{Si}$  und Null für Luft, wurden für die numerische Berechnung in SI-Einheiten von  $6 \cdot 10^5$  bzw. 0 A/m an Nmag übergeben. Das Gitternetz wurde mit Netgen<sup>[279,280]</sup> generiert. Die Gitterzellen an der Oberfläche sind in Abbildung 5.15 II dargestellt und die Gitterknotenpunkte im Objekt finden sich in Abbildung 5.15 III. Das an Nmag übergebene Skript zur numerischen Berechnung aller magnetischen Größen findet sich in Anhang D.

Um die Qualität der numerischen Lösung der Laplace-Gleichung und somit die Feinheit des gewählten Gitternetzes zu überprüfen, kann nun das analytisch gefundene magnetische Potential  $\varphi_m$  aus Gleichung 5.7 mit  $L = 30$  nm,  $a = 5$  nm,  $b = 10$  nm und  $M = 6 \cdot 10^5$  A/m direkt mit demjenigen aus Nmag verglichen werden. Dies findet

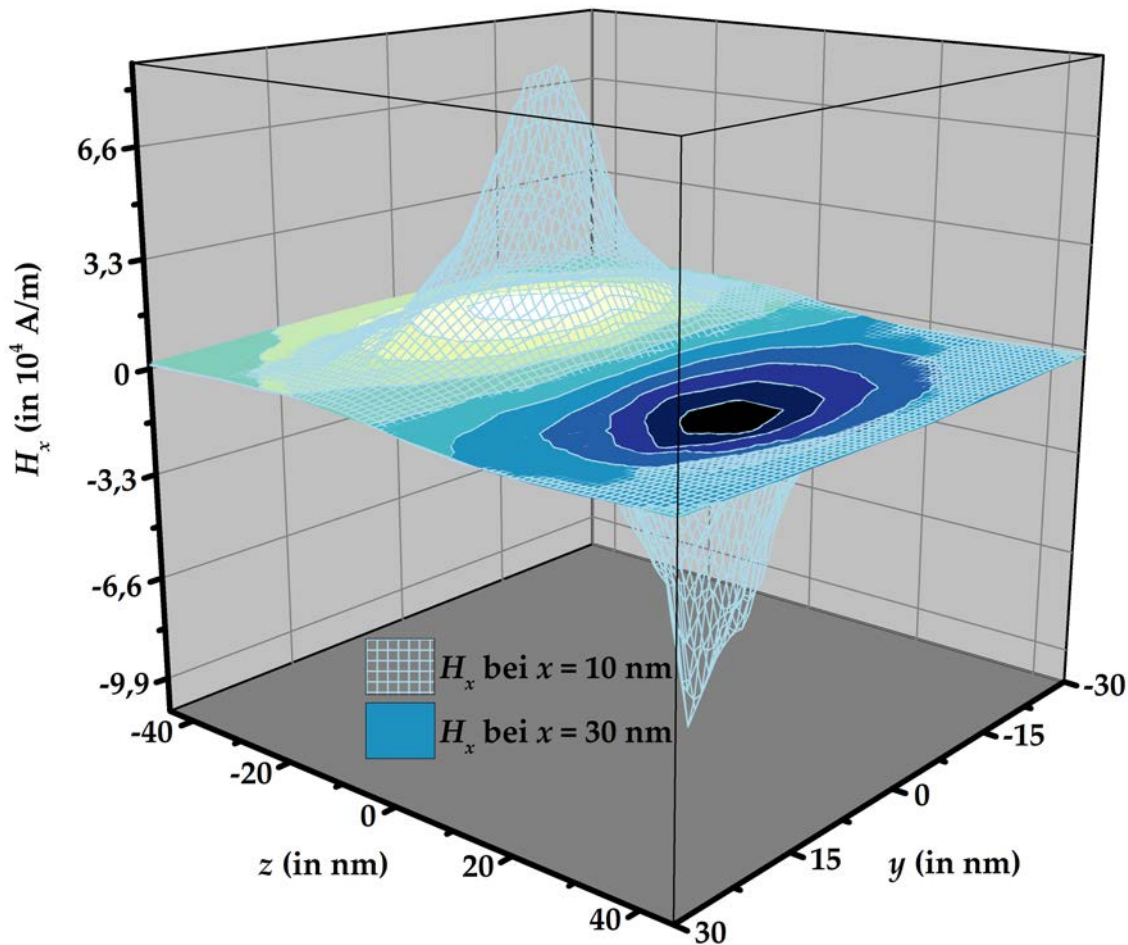


**Abbildung 5.16:** Vergleich der analytisch gefundenen Lösung der Laplace-Gleichung 5.7 des magnetischen Potentials  $\varphi_m$  auf der  $z$ -Achse mit derjenigen der numerischen Rechnung mittels Nmag<sup>[163]</sup>.

sich in Abbildung 5.16, wobei die analytische Lösung hier um  $\Delta z = -L/2 = -15$  nm verschoben wurde um den direkten Vergleich einfacher zu gestalten. Die numerische Berechnung folgt exakt dem Kurvenverlauf der analytischen Lösung und stimmt darüber hinaus auch in den absoluten Werten mit ihr überein. Es kann somit angenommen werden, dass die numerische Näherung mittels Nmag in Zusammenhang mit dem hier verwendeten Gitter ebenfalls für alle anderen magnetischen Größen realistische Werte ergibt.

Eine Darstellung der  $x$ -Komponente des numerisch berechneten magnetischen Streufeldes des Hohlzylinders ( $H_x$ ) befindet sich in Abbildung 5.17. Aufgetragen wurde die Feldkomponente über der  $(y, z)$ -Schnittebene des für die Simulation verwendeten Quaders bei  $x = 10$  nm und  $x = 30$  nm. Da in den Berechnungen die  $z$ -Achse bereits als lange Symmetrieachse des Hohlzylinders belegt ist, soll nun o.B.d.A. die  $x$ -Richtung der Rechnung derjenigen entsprechen, welche bei der MFM die Normale auf der Probe

einnimmt. In anderen Worten, es wird nun das Koordinatensystem der numerischen Näherung aus Abbildung 5.15I in dasjenige der Skizze 2.14 so eingebettet, dass die  $x$ -Achse aus ersterer parallel zur  $z$ -Richtung der MFM-Skizze zu liegen kommt. Cha-



**Abbildung 5.17:** Darstellung der mittels Nmag<sup>[163]</sup> berechneten  $x$ -Komponente des magnetischen Streufelds  $H$  in der  $(y, z)$ -Ebene bei  $x = 10$  nm und  $x = 30$  nm, was einem Abstand von 0, bzw. 20 nm über dem Hohlzylinder entspricht.

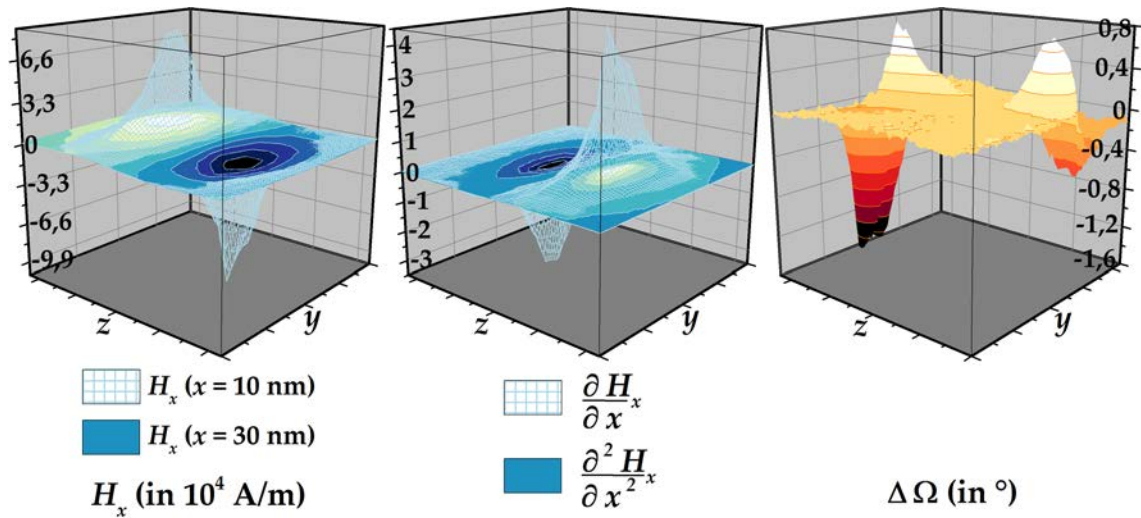
rakteristisch für das in Abbildung 5.17 dargestellte Streufeld ist ein starker Ausschlag jeweils an den Enden des Hohlzylinders. In  $(-z)$ -Richtung, d. h. entgegen der Magnetisierung nimmt das Feld dabei positive, in der anderen Richtung negative Werte an. Mit steigendem Abstand zu den Enden des Zylinders sinkt das Feld rapide und isotrop in alle Richtungen ab.

Aus den Gleichungen 2.4, 2.6 und 2.7 ergibt sich, dass das mittels MFM gemessene Signal proportional zur ersten, bzw. zweiten Ableitung des magnetischen Feldes in  $x$ -Richtung ist. Um zu überprüfen ob eine Stabmagnetisierung des Zylinders zu dem in Abbildung 5.12 beobachteten Kontrast in der Phasenverschiebung führt, kann das MFM-Bild nun mit dem numerisch berechneten Streufeld und seiner ersten beiden Ableitungen verglichen werden. Die Gegenüberstellung findet sich in Abbildung 5.18. Um die Darstellung übersichtlicher zu gestalten wurde darauf verzichtet, in den Bildern die Einheiten der Ableitungen anzugeben. Sie werden im Folgenden stets mit linearer Skala in den Einheiten  $10^3$  A/(nm·m) bzw.  $10^3$  A/(nm<sup>2</sup>·m) dargestellt.

## 5. Magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

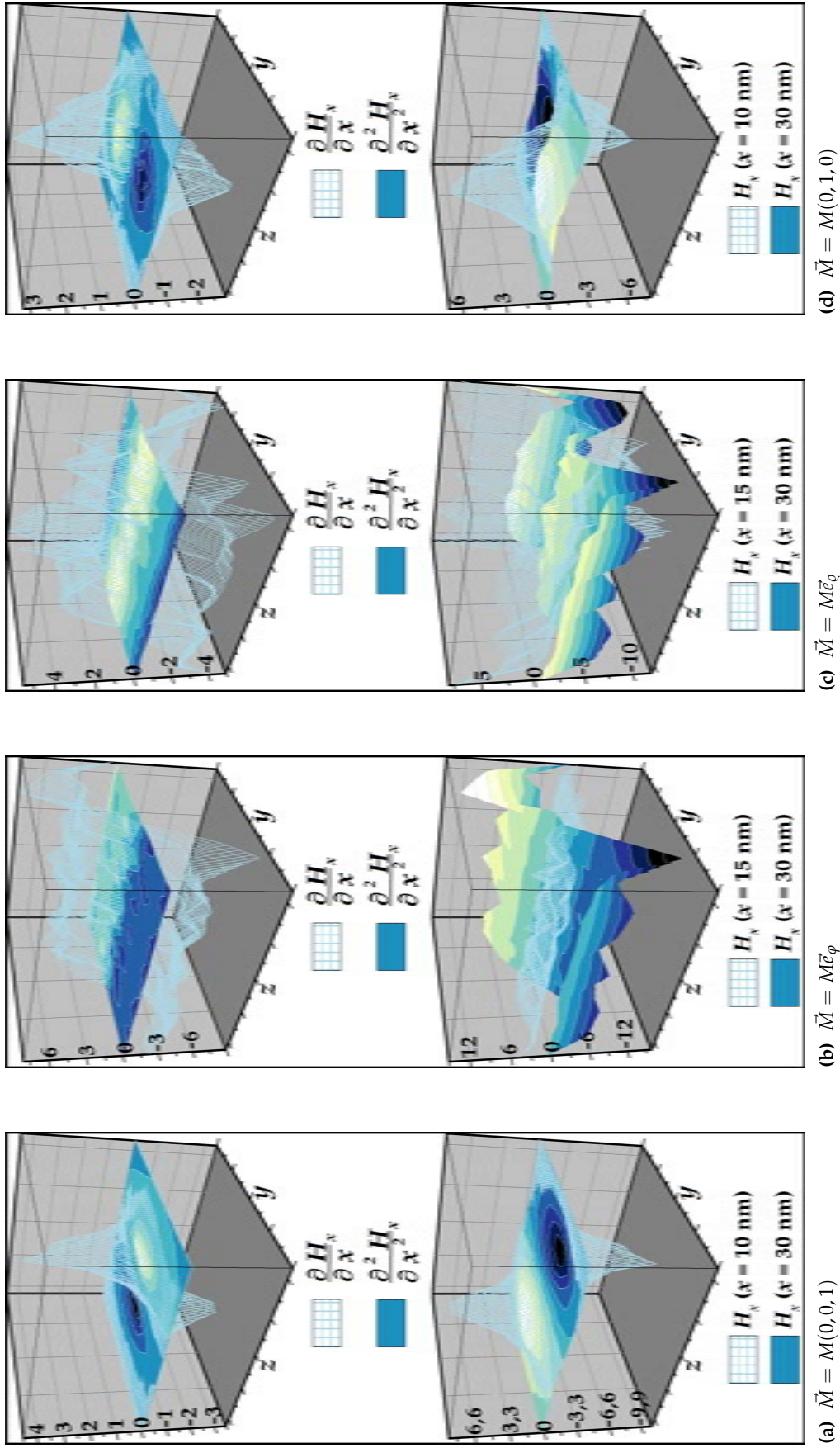
Tatsächlich weist die gemessene Phasenverschiebung eine hohe Ähnlichkeit mit den Ableitungen des Streufeldes eines homogen in  $z$ -Richtung magnetisierten Hohlzylinders auf. Jeweils an den Enden des Zylinders nimmt  $\Delta\Omega$  maximale Werte an, welche ein Minimum und ein Maximum bilden. Mit zunehmender Entfernung von den Enden des Stabmagnets verschwinden die Maxima isotrop in alle Richtungen. Auch in der Mitte des Zylinders sind Phasenverschiebung und Streufeld nahezu Null.

Ein derartiges Muster in der Topologie des Streufeldes wie es eine Magnetisierung  $\vec{M} = M(0,0,1)$  ergibt und welches hier übereinstimmend mittels MFM gemessen wurde, lässt sich durch keine andersartig ausgerichtete Magnetisierung realisieren. Dies zeigen die in den Abbildungen 5.19 bis 5.21 dargestellten Streufelder und ihre ersten beiden Ableitungen für verschiedene Magnetisierungen. Für einen einfacheren Vergleich findet



**Abbildung 5.18:** Darstellung des mittels Nmag<sup>[163]</sup> berechneten, magnetischen Streufeldes (links) und seiner ersten und zweiten Ableitung (Mitte) sowie der mittels MFM gemessenen Phasenverschiebung (rechts).

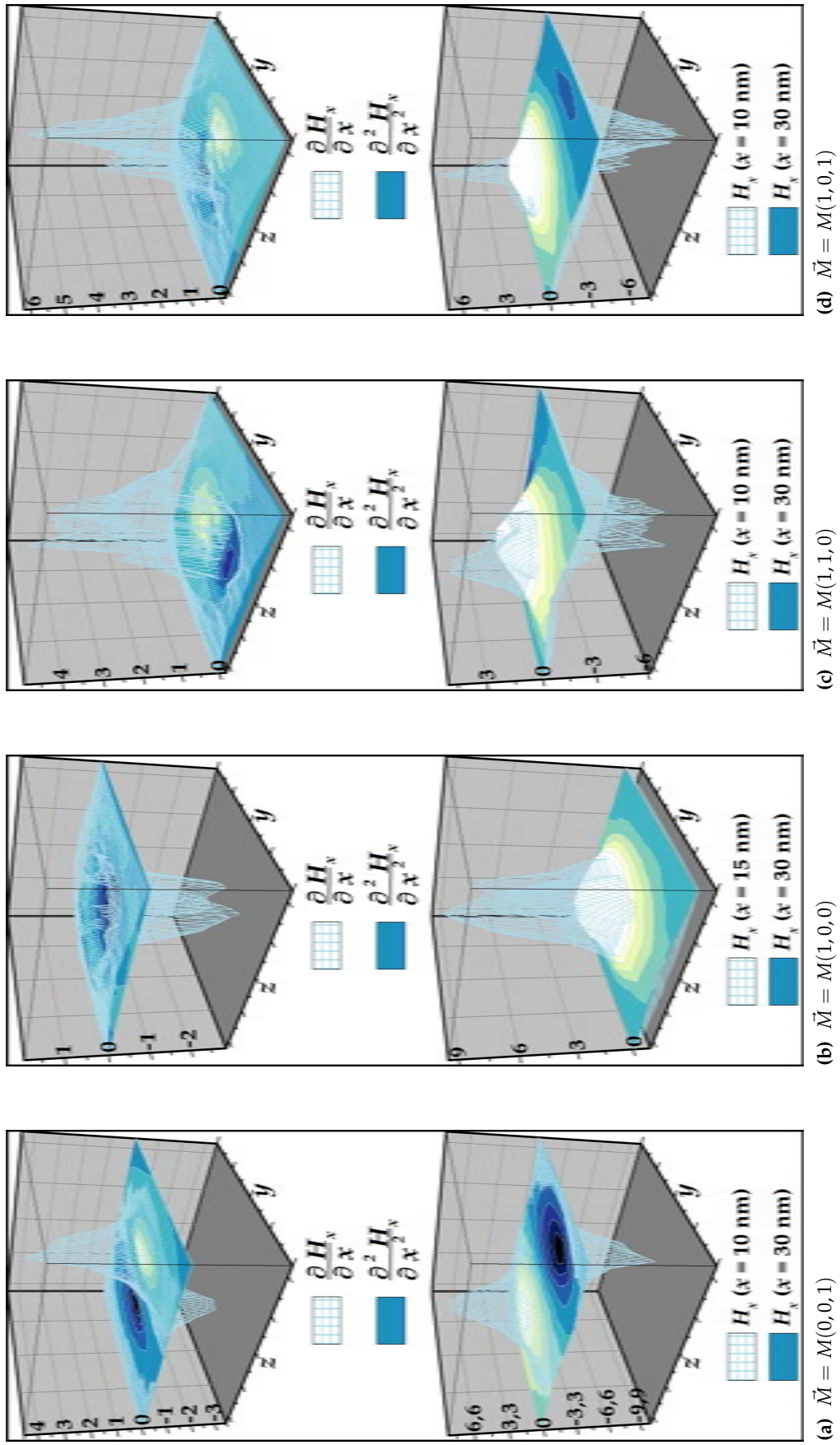
sich in jeder Zeile am Anfang das Feld der Stabmagnetisierung. Das der Rechnung zugrunde liegende Gitternetz ist in allen Bildern identisch, der Quellcode findet sich in Anhang D. Obwohl in nm-dünnen, zylinderförmigen, ferromagnetischen Filmen neben der magnetischen Konfiguration  $\vec{M} = M(0,0,1)$  nur noch eine einzige weitere existiert, wurden in den Abbildungen 5.19 bis 5.21 sehr viel mehr theoretisch denkbare, jedoch unwahrscheinliche Ausrichtungen untersucht. Der Grund hierfür ist, dass nun anhand des Vergleiches nahezu ausgeschlossen werden kann, dass die Magnetisierung des Zylinders durch das Magnetfeld der MFM-Spitze beeinflusst wird. Dies ist ein Problem, welches in der MFM durchaus auftreten kann.<sup>[160]</sup> Die neben der Stabmagnetisierung stabile Konfiguration ist diejenige in radialer Richtung, d.h.  $\vec{M} = M\vec{e}_\varphi$  in Abbildung 5.19b. Die Rechnung zeigt, dass sich auch hierfür ein grundlegend anderer Phasenkontrast ergibt. Die Maxima und Minima finden sich, statt kreisförmig auf die Säulenenden konzentriert  $180^\circ$  gedreht um die lange Symmetrieachse gegenüber.



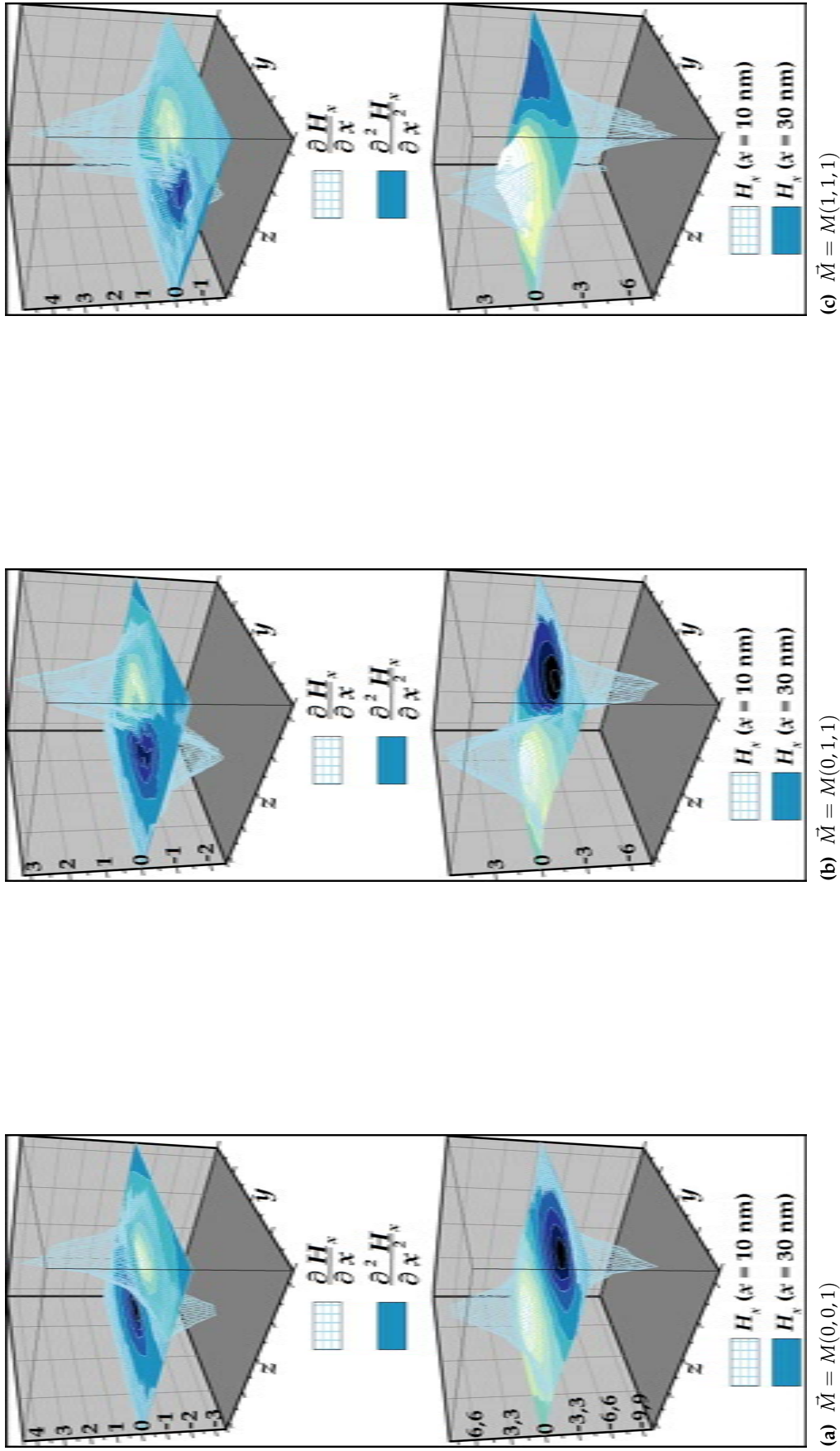
**Abbildung 5.19:** X-Komponente von mittels Nmag berechneten Streufeldern, stets in  $10^4$  A/m, und ihren ersten zwei Ableitungen für verschiedene Orientierungen der Zylindermagnetisierung.



## 5. Magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen



**Abbildung 5.20:** X – Komponente von mittels Nmag berechneten Streufeldern, stets in  $10^4$  A/m, und ihren ersten zwei Ableitungen für verschiedene Orientierungen der Zylindermagnetisierung.

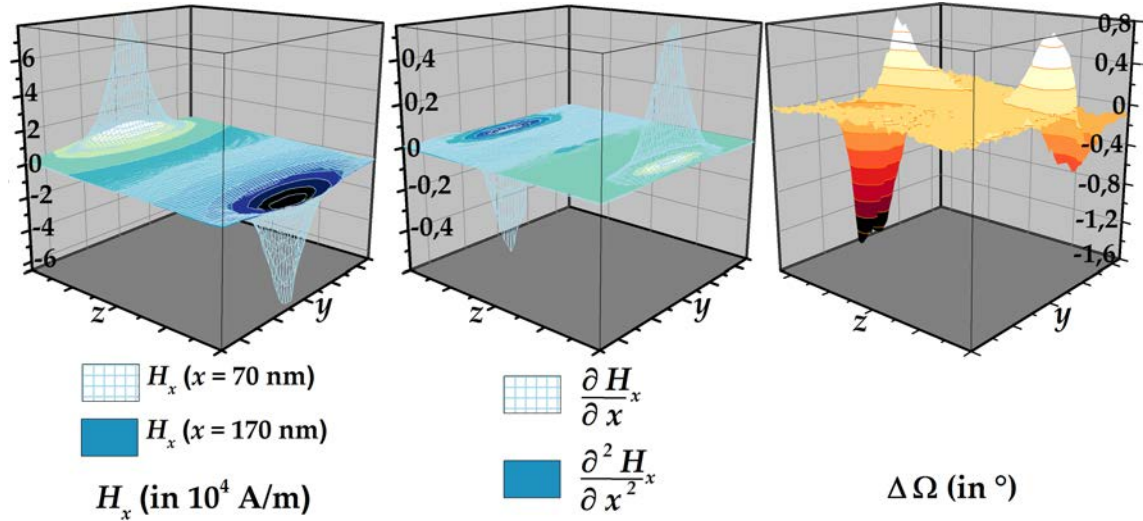


**Abbildung 5.21:** X-Komponente von mittels Nmag berechneten Streufeldern, stets in  $10^4$  A/m, und ihren ersten zwei Ableitungen für verschiedene Orientierungen der Zylindermagnetisierung.



## 5. Magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

Eine in den Fe<sub>3</sub>Si Nanodraht-Hüllen vorliegende Stabmagnetisierung ist somit bewiesen. Dennoch findet sich in den Bildern des Phasenkontrastes der MFM in Abbildung 5.18 auch zwei Unterschiede zum berechneten Streufeld einer Magnetisierung von  $\vec{M} = M(0,0,1)$ . Der erste ist, dass die Extrema der Rechnung sehr viel dichter zusammen liegen als bei der MFM-Messung. Hier gilt es zu beachten, dass sich bei der



**Abbildung 5.22:** Darstellung des mittels Nmag<sup>[163]</sup> auf einem Gitternetz, welches den realen Abmessungen des Hohlzylinders der MFM-Messung entspricht, berechneten, magnetischen Streufeldes, links, und seiner ersten und zweiten Ableitung, Mitte, sowie der mittels MFM gemessenen Phasenverschiebung, rechts.

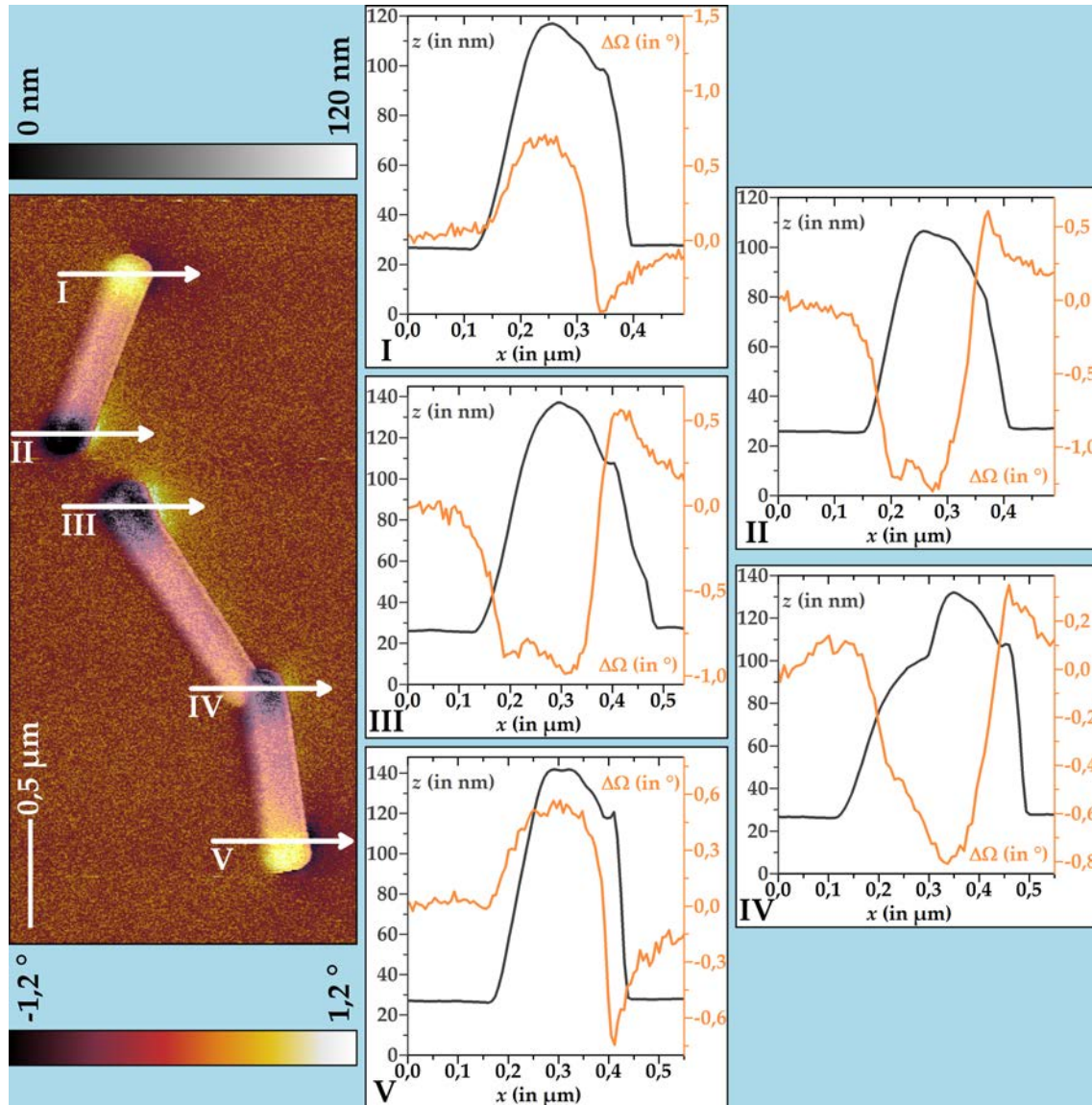
Gegenüberstellung in Abbildung 5.18 die Skalierung der  $(y,z)$ -Ebenen der numerischen Berechnung grundlegend von derjenigen des MFM-Signals unterscheidet. In den Darstellungen des Streufeldes findet sich  $(-30 \leq y \leq 30)$  nm und  $(-45 \leq z \leq 45)$  nm, bei der Phasenverschiebung hingegen  $(0 \leq y \leq 1,07)$   $\mu$ m, bzw.  $(0 \leq z \leq 1,07)$   $\mu$ m. Dies ergibt sich, da die Dimensionen des Hohlzylinders für die numerische Berechnung nicht mit denen der realen Nanodraht-Hüllen übereinstimmen.

Eine zweite numerische Rechnung auf einem Gitternetz, welches den realen Dimensionen entspricht, ergibt das in Abbildung 5.22 dargestellte Magnetfeld.  $z$  und  $y$  laufen nun über einen Bereich von  $(-600 \leq z \leq 600)$   $\mu$ m, bzw.  $(-250 \leq y \leq 250)$   $\mu$ m. Dass sowohl Maximum und Minimum des berechneten Streufeldes in Abbildung 5.22 nicht kreisförmig erscheinen ist der auf dieselbe Länge wie die  $z$ -Achse gestreckten  $y$ -Achse geschuldet. Wie jedoch aus der Gegenüberstellung eindeutig hervorgeht, liegen die Extrema der numerischen Lösung tatsächlich entsprechend des MFM-Signals weiter auseinander.

Der zweite Unterschied besteht in den bei den MFM-Messungen beobachteten Nebenmaxima und -minima, wo das berechnete Streufeld nur jeweils ein Minimum und ein Maximum besitzt. Bei näherer Betrachtung der Abbildungen 5.12 und 5.13 fällt auf, dass diese Nebenextrema stets auf derselben Seite der jeweils dargestellten Säulen zu finden sind. Diese Seite entspricht genau der Säulenseitenfläche, welche in die Richtung der tastenden Nadelbewegung zeigt. Dies legt die Vermutung nahe, dass es sich hierbei um ein Artefakt der Nadelbewegung handelt. Um diese Vermutung zu bestätigen finden sich in Abbildung 5.23 Linienprofile, extrahiert in Richtung der Nadelbewegung,

sowohl aus den AFM- (Grau) als auch den zugehörigen MFM-Aufnahmen (Orange).

In den Linienprofilen der AFM-Aufnahme zeigt sich bei der Bewegung der Nadel weg von der Säule stets ein kleiner Sprung bzw. ein steiler Abfall des Profils. Dies ist typisch für Profile sehr hoher Strukturen von 100 nm und mehr, wie die Nanodrh-



**Abbildung 5.23:** berinandergelegte Darstellung der AFM- und zugehörigen MFM-Aufnahme von drei Nanosäulen (links) und die daraus in Richtung der Nadelbewegung extrahierten Linienprofile I-V (rechts). Die Position und Richtung der entnommenen Linienprofile ist links in den AFM- und MFM-Bildern anhand von Pfeilen eingezeichnet und entsprechend nummeriert.

te. Die Nadelspitze kann der steil abfallenden Topologie nicht exakt folgen, woraus sich dieses typische Artefakt ergibt. An derselben Stelle finden sich in den Profilen der MFM-Aufnahmen die Nebenextrema. Es kann somit angenommen werden, dass diese auf Instabilitäten der Nadelbewegung über so hohe Strukturen wie die Nanosäulen zurückzuführen sind und kein tatsächlich vorhandenes Kraftfeld widerspiegeln.

Weitere, quantitative Informationen aus MFM-Messungen zu erhalten, ist nahezu un-

möglich. Neben einer genauen Beschreibung des Streufeldes der Probe müsste dazu auch das Moment der Spitze exakt bestimmt sein. Beides sind Anforderungen die das Limit der MFM-Technik weit überschreiten.<sup>[156,160]</sup> Zusätzlich ist die MFM für die hier untersuchten, enorm weit auseinander liegenden und hohen Strukturen eine sehr zeitaufwendige Methode. Einfacher und schneller wäre das Rasterverfahren, würden die Säulen in einem kompakten Arrangement dicht an dicht, jedoch nicht übereinander liegen. Der abzutastende Höhenunterschied würde somit halbiert und es wäre möglich, sehr viele Säulen gleichzeitig aufzunehmen. Aus den zeitlichen und technischen Möglichkeiten innerhalb der Rahmenbedingungen dieser Arbeit ergibt sich deshalb ein recht überschaubarer MFM-Datensatz.

Es kann jedoch festgehalten werden, dass Einzeldrahtmessungen mittels MFM zur qualitativen Charakterisierung der magnetischen Nanodraht-Hüllen durchaus geeignet sind und für die hier vorgestellten Säulen zumindest bis zu einer Wachstumstemperatur des Fe<sub>3</sub>Si von 300 °C eine Magnetisierung entlang der Säulenachse ergeben. Auch die an der Grenzfläche von GaAs und Fe<sub>3</sub>Si stattfindenden Reaktionen und Interdiffusionsprozesse bei 300 °C beeinträchtigen diese Ausrichtung der magnetischen Momente nicht. Die Konfiguration der Stabmagnetisierung zeigt sich demnach für die in dieser Arbeit vorgestellten Fe<sub>3</sub>Si-Hüllen um GaAs-Nanodrähte stabil über einen größeren Temperaturbereich und robust gegenüber morphologischen und kristallinen Veränderungen in der Drahtstruktur. Diese Eigenschaften sind bei der Integration solcher Säulen in Bauelementkonzepte von enormem Vorteil.

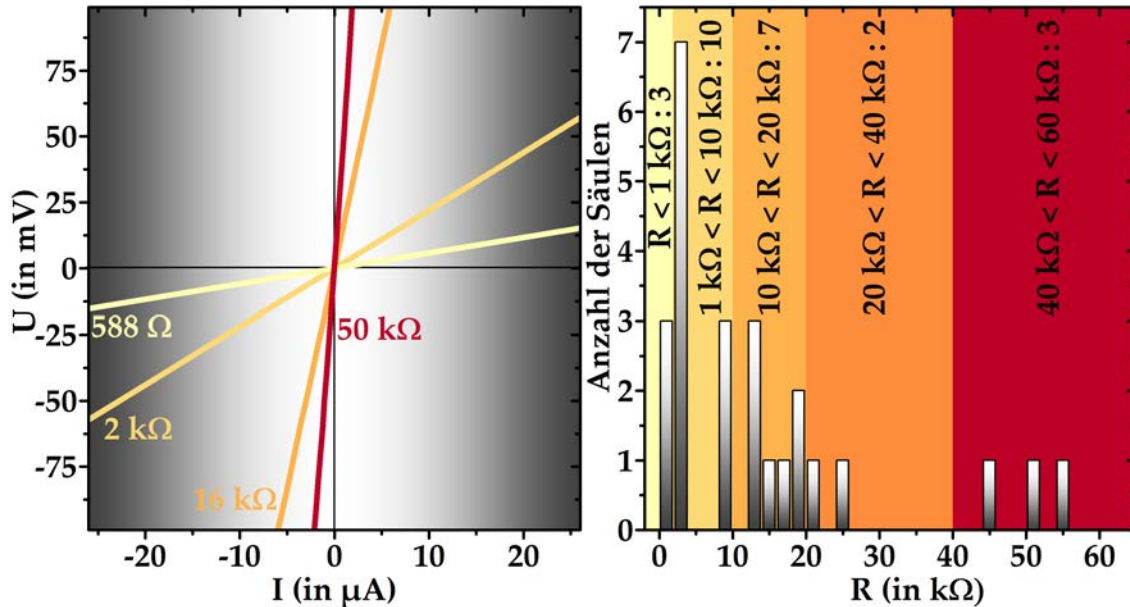
### 5.2.2. Magnetotransport-Eigenschaften

Für Magnetotransport-Messungen (MT) wurden einzeln ausgestreute Säulen einer Länge von 10 µm, wie in Kapitel 2.3.5 beschrieben, mit zwei metallischen Kontakten versehen. Die Wachstumstemperatur der Fe<sub>3</sub>Si-Hülle betrug stets 100 °C für die Proben des MT. Die Merkmale einfacher I-U-Kurven verschiedener solcher Säulen finden sich in Abbildung 5.24.

Entsprechend der exemplarisch im linken Diagramm in Abbildung 5.24 dargestellten Kennlinien von vier verschiedenen Nanosäulen zeigten alle betrachteten Nanodrähte bis zum Punkt ihrer Zerstörung ein perfekt ohmsches Verhalten. Der Zerstörungspunkt liegt dabei je nach individuellem Säulenwiderstand im µ- bzw. mA-Bereich. Um die unterschiedlichen Säulenwiderstände klarer hervorzuheben, wurde die x-Achse jedoch auf einen Bereich von -26 bis 26 µA beschränkt. Die Säulen zeigen Widerstände zwischen 600 Ω und 55 kΩ. Das Histogramm im rechten Diagramm in Abbildung 5.24 verdeutlicht, wie diese Widerstände auf die Säulen verteilt sind. Untersucht wurden hierfür 25 Drähte und es zeigt sich, dass die meisten Widerstände zwischen 1 und 20 kΩ besitzen. Da es sich bei den Messungen jedoch um einfache 2-Punkt-Messungen handelt, gilt es zu bedenken, dass sich dieser Widerstand  $R = R_{K1} + R_{K2} + R_S$  aus den Beiträgen  $R_{K1}$  und  $R_{K2}$  des ersten und zweiten Kontaktes sowie dem Beitrag  $R_S$  der Säulen zusammensetzt.

Nach dem Zusammenhang  $R = \rho l / A$  zwischen dem elektrischen und dem spezifisch elektrischen Widerstand für homogene Leiter können nun zu erwartende Werte abgeschätzt werden. Die Länge  $l$  des Leiters beträgt aufgrund des Abstandes der Kontaktfinger in Abbildung 2.15 rund 1 µm. Innerhalb der hier vorgestellten Nanodrahtstrukturen findet der elektrische Transport in den metallischen Hüllen statt. Die Querschnittsfläche  $A$  ergibt sich somit zu  $A = \pi(b^2 - a^2)$ . Hierbei entsprechen  $a = (38 \pm 13)$  nm und  $b = (41 \pm 16)$  nm dem Innen- bzw. Außenradius der metallischen Nanodraht-Hüllen

analog zur Abbildung 5.14. Werte des spezifisch elektrischen Widerstandes  $\rho$  liegen laut Herfort *et al.*<sup>[48]</sup> und Muduli *et al.*<sup>[281]</sup> im Bereich von 50 bis 150  $\mu\Omega\text{cm}$ . Somit findet sich für den Widerstand der Nanodraht-Hüllen  $300\ \Omega \leq R_S \leq 2200\ \Omega$ . Typische Messwerte der MT-Experimente in Abbildung 5.24 liegen teils in, meist jedoch deutlich über diesem Bereich. Der Anteil des Säulenwiderstandes  $R_S/R$  bewegt sich dabei zwischen



**Abbildung 5.24:** Strom-Spannungs-Kennlinien von 4 exemplarisch ausgewählten Nanodrähten mit Längen um 10  $\mu\text{m}$  und einer Wachstumstemperatur des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  von 100  $^\circ\text{C}$  (linkes Diagramm) und ein Histogramm der Widerstandsverteilung über 25 Nanodrähte (rechtes Diagramm).

100 und 0,6 %. In der 2-Punkt-Geometrie muss demnach davon ausgegangen werden, dass die Kontaktwiderstände erheblich sind und in der Regel die Messungen dominieren. In Arbeiten von Liang *et al.*<sup>[30]</sup> fanden sich jedoch Hinweise, dass der Widerstand 10-nm-dünner Nanodraht-Hüllen (hier bestehend aus MnAs) in etwa 5-mal größer ist als derjenige planarer MnAs-Schichten. Ob ähnliches auch für die hier vorgestellten  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hüllen gilt, kann aufgrund der unbekannten Kontaktwiderstände in der 2-Punkt-Geometrie nicht gesagt werden.

Ein anisotroper Magnetowiderstand (AMR) konnte weder für Felder parallel noch für welche senkrecht zu den Säulen beobachtet werden. Der Grund hierfür liegt in den bereits diskutierten, hohen Kontaktwiderständen bei der 2-Punkt-Messung. Laut Muduli<sup>[147]</sup> zeigen planare, kristalline  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten einen AMR mit einer Amplitude von maximal 1 %. In der 2-Punkt-Geometrie kann eine Änderung des Säulenwiderstandes um nur 1 % jedoch aufgrund der deutlich größeren Kontaktwiderstände experimentell nicht aufgelöst werden. Dies wurde bestätigt durch Untersuchungen an planaren Hall-Streifen aus  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ .  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  zeigt ähnliche elektrische Widerstände und AMR-Amplituden wie  $\text{Fe}_3\text{Si}$  und durch die freundliche Unterstützung von Pawel Bruski standen derartige Hall-Streifen bereits fertig kontaktiert zur Verfügung.<sup>[282]</sup> Jedoch konnte auch an den Hall-Streifen in der 2-Punkt-Geometrie unabhängig vom gewählten Strom kein AMR beobachtet werden. Ein gänzlich anderes Bild ergibt sich für Messungen, bei denen die Spannung an zwei zusätzlichen, separaten Kontakten abgenommen wird. Bei dieser 4-Punkt-Methode mitteln sich die einzelnen Kontaktwiderstände nahezu aus der

## 5. Magnetische Charakterisierung der Nanodrahtstrukturen

Messung heraus und aus der separat gemessenen Spannung ergibt sich mit dem angelegten Strom direkt der Widerstand der Probe. Auf diese Weise lässt sich der AMR in planaren Hall-Streifen aus  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  ohne Probleme nachweisen.

Für die Beobachtung magnetischer Abhängigkeiten in MT-Messungen sind somit mindestens vier Kontakte erforderlich. Die Prozessierung von so vielen Kontaktstreifen auf einer nur 10- $\mu\text{m}$ -langen Nanosäule ist jedoch für die Photolithographie-Technik problematisch, denn hier liegen die kleinstmöglich erreichbaren Strukturen im Bereich von rund 1  $\mu\text{m}$ . Eine Alternative dazu stellt die Elektronenstrahllithographie dar. Mit dieser Technik kontaktierte Nanosäulen (teils auch kürzer als 10  $\mu\text{m}$ ) wurden bereits mehrfach vorgestellt und charakterisiert.<sup>[30,37,283]</sup> Im Rahmen dieser Arbeit stand jedoch nur Photolithographie zur Verfügung.

### Zusammenfassung

Als Fazit zu den magnetischen Eigenschaften der Nanodrähte lässt sich festhalten, dass die  $\text{Fe}_3\text{Si}$  Nanosäulen-Hüllen tatsächlich entsprechend der für diese Arbeit motivierenden Fragestellung eine Stabmagnetisierung ausbilden. Diese konnte für verschiedene Substrattemperaturen mittels MFM-Messungen und dem Vergleich der Kontrastmuster mit mikromagnetisch simulierten Streufeldern nachgewiesen werden. Dabei zeigen die Säulen einer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur von 100 °C das stärkste magnetische Signal. Die hier vorgestellten Stabmagnete sind entsprechend der GaAs-Nanodraht-Trägerstruktur senkrecht zur Substratoberfläche orientiert und stellen somit eine Alternative zur Bewerkstelligung einer leichten magnetischen Achse entlang der Substratnormalen dar. Neuartige, zukunftsorientierte Bauelemente der Spintronik und magnetischen Datenspeicherung basierend auf mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten Nanosäulen haben somit durchaus das Potenzial zu dreidimensionalen Speicherelementen mit extrem hohen Speicherdichten sowie zu polarisiertem Licht emittierenden Leuchtdioden für einen enorm schnellen, spinsensitiven Intrachip-Datentransfer.

## 6. Bauelementkonzepte mit magnetischen Nanodrähten

Die Entwicklung von konkreten Ideen zur Nutzung der hier vorgestellten Nanosäulen in elektronischen Bauteilen bildet schließlich den Abschluss der vorliegenden Arbeit. In diesem Kapitel wird ein Einblick in die erarbeiteten, möglichen Bauelementdesigns einschließlich ihrer bereits existierenden Pendants gegeben. Es wird darüber hinaus auf die jeweiligen Vor- und Nachteile der vorgestellten Strukturen sowie die Herausforderungen bei ihrer Herstellung eingegangen.

### 6.1. Nanosäulen für SpinLEDs

SpinLEDs besitzen das große Potenzial zu einer optischen Übertragung von Spininformation über makroskopische Distanzen. Dieser optische Transfer von Spininformation hat einen entscheidenden Vorteil gegenüber elektrischen Methoden. Bei letzteren müssen Ladungsträger durch makroskopische Leiter bewegt werden, was nicht ohne Reibungsverluste durch Streuung möglich ist. Hingegen kann bei optischen Methoden der elektrische Strompfad entsprechend kurz gehalten werden, so dass derartige Verluste hier keine Rolle spielen. Dennoch dienen SpinLEDs heutzutage in der Spintronik fast ausschließlich als Detektor für Spininjektionseffizienzen.<sup>[52,61,73–76]</sup> Die Gründe hierfür liegen an erster Stelle in den hohen technischen Anforderungen für den Betrieb planarer SpinLEDs (hohe magnetische Felder). An zweiter Stelle jedoch zusätzlich auch an ihrer Limitierung auf GaAs-Substrate, was einer Integration mit der Si-Technologie entgegenläuft. Wie im Folgenden näher erläutert wird, ließen sich beide Probleme umgehen, wenn die in dieser Arbeit vorgestellten mit Fe<sub>3</sub>Si ummantelten GaAs-Nanosäulen in das Konzept der SpinLEDs integriert würden.

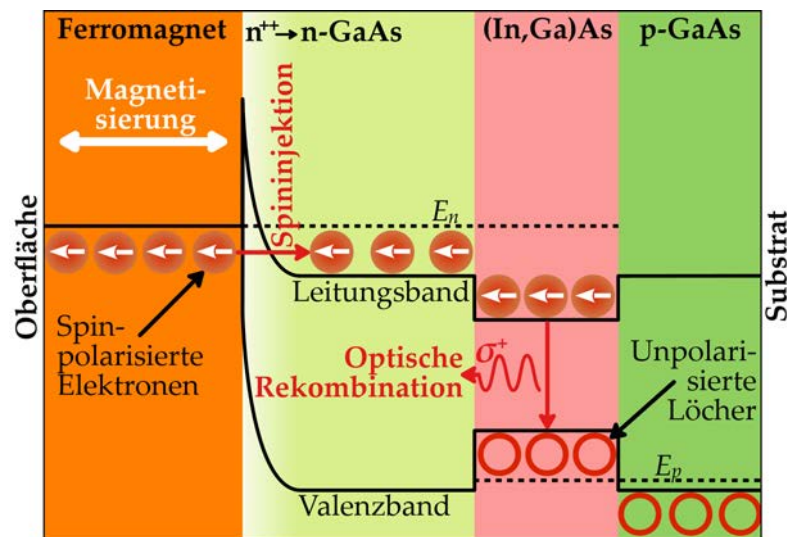
#### 6.1.1. Planare SpinLED

Es folgt zunächst eine kurze Einführung in das Konzept der SpinLEDs in Anlehnung an das Buch *“Spintronic materials and technology”* von Y. B. Xu und S. M. Thompson<sup>[52]</sup>. SpinLEDs funktionieren auf den ersten Blick wie gewöhnliche LEDs. Anstatt eines unpolarisierten Stroms von Elektronen wird bei der SpinLED jedoch ein Strom von spinpolarisierten Ladungsträgern in die LED-Struktur injiziert. Dies kann durch optische, Resonanz- oder Transporttechniken realisiert werden. Für eine Einbindung dieser Bauteile in industrieller Massenfertigung ist jedoch ausschließlich die letztgenannte elektrische Injektions- und Detektionstechnik geeignet. Diese Technik basiert darauf, dass elektrischer Transport in einem ferromagnetischen Metall stets spinpolarisiert ist. Die spinpolarisierten Ladungsträger werden somit, wie in Abbildung 6.1 skizziert, durch die Verwendung eines ferromagnetischen Kontakts auf der LED-Struktur in den Halbleiter injiziert. Heute verwendet man als Konfiguration des Kontaktes hauptsächlich



Schottky- oder Oxid-Tunnelbarrieren mit ferromagnetischen Metallen sowie ferromagnetische Halbleiter. Für Kontakte aus ferromagnetischen Halbleitern wurde die bislang höchste Injektionseffizienz von über 90 % durch Fiederling *et al.* [284] nachgewiesen. Man ist jedoch aufgrund der niedrigen Curie-Temperaturen ferromagnetischer Halbleiter auf Temperaturen weit unterhalb von Raumtemperatur sowie hohe Magnetfelder limitiert. Somit ist diese Kontaktvariante für praktische Bauteilkonzepte gänzlich ungeeignet. Daher werden die hier dargestellten SpinLED-Konzepte, wie in Abbildung 6.1 dargestellt, auf Schottky-Tunnelbarrieren mit ferromagnetischen Kontakten beschränkt.

Als p-i-n-Übergänge dieser SpinLEDs dienen gewöhnlich Strukturen basierend auf GaAs(001) mit Quantentöpfen bestehend aus (In,Ga)As, oder (Al,Ga)As. [52,61,285–287] Eine detailliertere Skizze einer solchen Struktur findet sich in Abbildung 6.2 I. Die spin-



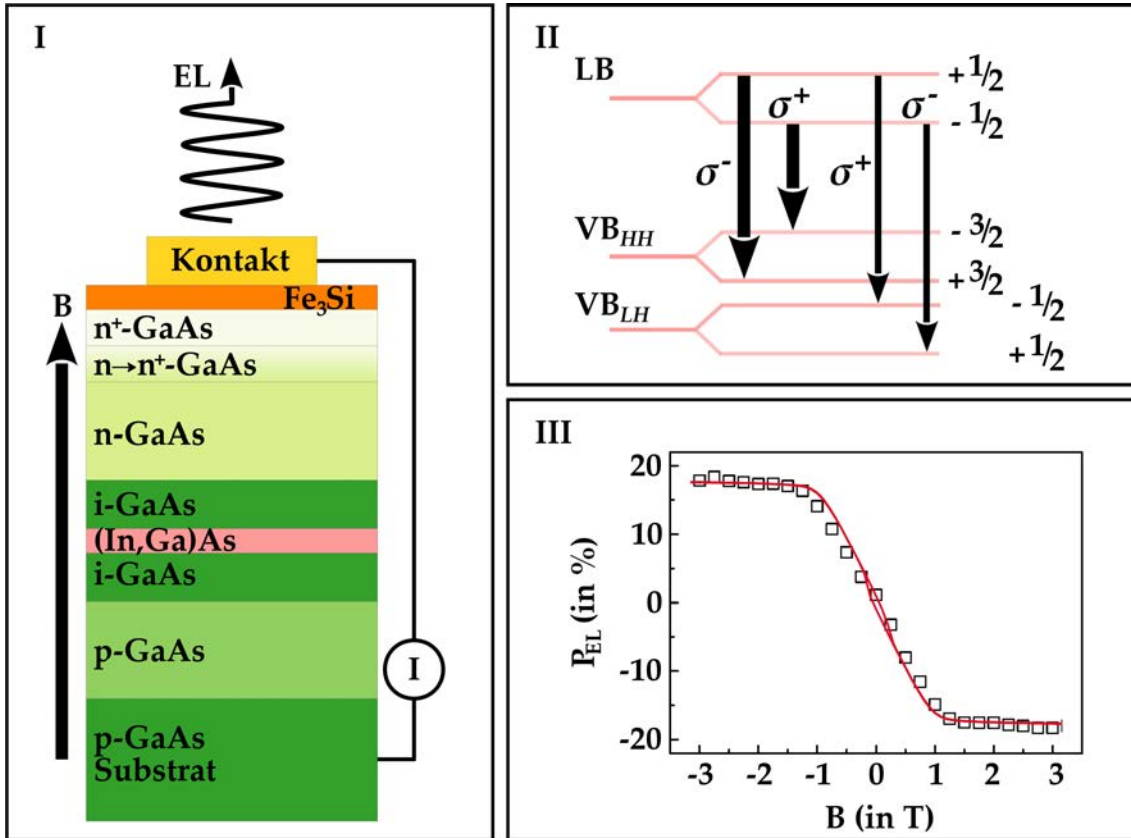
**Abbildung 6.1:** Schema des Banddiagramms einer GaAs/(In,Ga)As-basierten SpinLED mit Schottky-Tunnelkontakt im Fall einer angelegten Spannung. Die oberste  $n^{++}$ -Schicht des Halbleiters ist so hoch dotiert, dass die spinpolarisierten Elektronen diese dünne und gleichzeitig hohe Barriere nur mittels Tunneln und nicht durch thermische Anregung überwinden können. Sie werden in die Halbleiterstruktur injiziert, diffundieren zum Quantentopf und rekombinieren dort mit unpolarisierten Löchern.  $E_n$  und  $E_p$  bezeichnen dabei die quasi Fermi-niveaus der Elektronen, bzw. Löcher. Eine Spinpolarisierung der Elektronen wird durch die Magnetisierung des Ferromagneten bewerkstelligt.

polarisierten Elektronen diffundieren zum Quantentopf und rekombinieren dort nach den Auswahlregeln für die Emission eines Photons mit unpolarisierten Löchern. Somit steht die Spinpolarisation der Elektronen in direkter Beziehung zur zirkularen Polarisation des emittierten Lichtes. Diese Übersetzung von Spinpolarisation in rechts bzw. links zirkular polarisiertes Licht funktioniert jedoch ausschließlich für Spinkomponenten des Elektrons, welche parallel zur Ausbreitungsrichtung des Photons gerichtet sind.

Die spontane Magnetisierung der meisten ferromagnetischen Metalle besitzt entgegen der Darstellung in Abbildung 6.1 aufgrund der Formanisotropie eine Ausrichtung in der Schichtebene. Zirkular polarisiertes Licht ist hier somit für seitlich emittierende SpinLEDs zu erwarten. Die Auswahlregeln für eine seitliche Emission in Halbleiter-Quantentöpfen lassen jedoch bei der strahlenden Rekombination keine eindeutige Zuordnung von emittierter, zirkularer Polarisation und zuvor zugrunde liegender Spinpo-

larisierung zu.<sup>[61,288]</sup> Aus diesem Grund sind seitlich emittierende SpinLEDs mit Magnetisierungen in der Schichtebene nicht von praktischem Nutzen.

Im Gegensatz dazu erlauben die Auswahlregeln der strahlenden Rekombination im Halbleiter-Quantentopf für frontseitig emittierende SpinLEDs eine eins-zu-eins Zuordnung von zuvor vorhandener Spinpolarisation und schließlich emittierter zirkularer Po-



**Abbildung 6.2:** I Skizze einer planaren SpinLED. II Erlaubte strahlende Rekombinationspfade im  $(\text{In,Ga})\text{As}$  Quantentopf der unter I dargestellten Struktur. Vom Leitungsband ( $LB$ ) mit der Spinquantenzahl  $\pm 1/2$  sind vier Übergänge zum Valenzband ( $VB$ ) der schweren Löcher ( $HH$ ) mit  $\pm 3/2$  und leichten Löchern ( $LH$ ) mit  $\pm 1/2$  erlaubt. Die zirkuläre Polarisation des dabei emittierten Lichtes ist durch  $\sigma^+$  für rechts bzw.  $\sigma^-$  für links angegeben. Bei tiefen Temperaturen finden nur die mit dicken Pfeilen gekennzeichneten Übergänge statt. III Die offenen Quadrate zeigen die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von dem emittiertem Licht einer planaren SpinLED basierend auf  $\text{GaAs}/(\text{Al,Ga})\text{As}$  auf  $\text{GaAs}(001)$  mit einer Injektorschicht aus  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  vom äußeren Magnetfeld. Die rote Linie stellt die für diese Struktur mittels SQUID gemessene Magnetisierungskurve der  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Schicht in willkürlichen Einheiten dar. Um die Hystereseurve besser mit dem EL-Signal vergleichen zu können, wurde sie invertiert. Entnommen aus Farshchi et al.<sup>[73]</sup>.

larisation.<sup>[288,289]</sup> (Um für die emittierte Strahlung semitransparent zu erscheinen, darf dabei der ferromagnetische Kontakt nur wenige Nanometer dick sein.) Die hier erlaubten Übergänge sind in der Abbildung 6.2 II dargestellt.

Von den Zuständen des Leitungsbandes ( $LB$ ) mit den Spinquantenzahlen  $m_l = \pm 1/2$  existieren je zwei Rekombinationspfade mit den schweren Löchern ( $HH$ ) der Zustände

$m_l = \pm \frac{3}{2}$  (dicke Pfeile) und den leichten Löchern (LH) der Zustände  $m_l = \pm \frac{1}{2}$  (dünne Pfeile) des Valenzbandes (VB). Sie besitzen jeweils entgegengesetzte Polarisation. Laut Konvention bezeichnet  $\sigma^+$  ein Photon mit der Spinquantenzahl +1, d. h. rechts und  $\sigma^-$  eines mit -1, d. h. links zirkular polarisiertes Licht.

$$\begin{aligned}\sigma^- & (\text{LB}, +\frac{1}{2}) \rightarrow (\text{VB}_{HH}, +\frac{3}{2}) \\ \sigma^+ & (\text{LB}, -\frac{1}{2}) \rightarrow (\text{VB}_{HH}, -\frac{3}{2}) \\ \sigma^+ & (\text{LB}, +\frac{1}{2}) \rightarrow (\text{VB}_{LH}, -\frac{1}{2}) \\ \sigma^- & (\text{LB}, -\frac{1}{2}) \rightarrow (\text{VB}_{LH}, +\frac{1}{2})\end{aligned}$$

Bei tiefen Temperaturen finden die Übergänge  $\text{LB} \rightarrow \text{VB}_{LH}$  (dünne Pfeile) nicht statt. Es bleiben nur zwei mögliche Übergänge, die je entweder zu  $\sigma^+$  oder  $\sigma^-$  führen. Durch eine Messung des rechts  $I_+$  und links  $I_-$  zirkular polarisierten Lichtes in der Elektrolumineszenz (EL) wird der Polarisationsgrad  $P = (I_- - I_+) / (I_+ + I_-)$  bestimmt. Anhand dieses Polarisationsgrades kann man somit direkt auf den Grad an spinpolarisierten Elektronen im Quantentopf zurück schließen. Man ermittelt hierbei eine untere Grenze der Spininjektionseffizienz des Ferromagneten zum Halbleiter. Für qualitativ hochwertige LED-Strukturen und nicht zu niedrige Spinpolarisationsgrade ist diese Messung auch bei Raumtemperatur möglich. Voraussetzung ist hierfür, dass man die Übergänge der Elektronen mit HH und LH energetisch trennen kann.

Frontseitig emittierende SpinLEDs haben jedoch den großen Nachteil, dass für diese Konfiguration die Magnetisierung des Ferromagneten aus ihrer spontanen Ausrichtung herausgedreht und entlang der Schichtnormale orientiert werden muss. Diese ist aufgrund der magnetischen Formanisotropie dünner magnetischer Filme eine schwere Achse. Für den Betrieb planarer SpinLEDs werden deshalb sowohl in der Faraday- als auch der geneigten Hanle-Konfiguration hohe externe Felder im Bereich von 0,1 bis 2 Tesla benötigt.<sup>[52,70]</sup> Die Faraday-Konfiguration ist in der Abbildung 6.2 I dargestellt. Hier wird das äußere Magnetfeld entlang der Schichtnormale orientiert, wodurch die

Objekt/Bauteil	Magnetische Induktion B
Magnetfeld von Hirnströmen	100 fT bis 1 pT
Erdmagnetfeld an der Erdoberfläche	25 bis 65 $\mu$ T
handelsüblicher Kühlschrankmagnet	5 bis 10 mT
Magnetfeld eines Sonnenflecks	150 mT
Magnetfelder von Kernspintomographen	
handelsüblichen Lautsprecherspulen	1 bis 3 T
60-Hz-Transformatoren	
Nd <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B-Dauermagnet	

**Tabelle 6.1:** Größenordnungen von Magnetfeldern nach Wikipedia.

Elektronenspins direkt im Ferromagneten manipuliert werden. Typischerweise benötigt man hierfür Felder zwischen 1 und 2 Tesla. In der geneigten Hanle-Konfiguration wird die SpinLED in einem etwas geringeren Magnetfeld mit einem Winkel von 45° zur Schichtnormale betrieben. Dieses Feld bewirkt eine Spin-Präzession der Elektronen um die Achse des Feldes nachdem sie in den Halbleiter injiziert wurden. Die Spinmanipulation findet somit erst im Halbleiter statt. Hier verursacht die Präzessionsbewegung eine Spinkomponente parallel zur Schichtnormale, welche für den Betrieb der SpinLED

genutzt wird. Die für diese Konfiguration benötigten Felder liegen zwar im Bereich von 0,1 bis 0,5 Tesla und fallen so deutlich geringer als in der Faraday-Konfiguration aus, für praktische Anwendungen sind diese Größenordnungen jedoch immer noch ungeeignet. Für eine Einordnung dieser Felder sind in Tabelle 6.1 typische Magnetfeldstärken von verschiedenen Objekten und Bauteilen angegeben (entnommen aus Wikipedia).

Der Polarisationsgrad des emittierten Lichtes einer planaren SpinLED ist beispielhaft in Abbildung 6.2 III dargestellt. Diese Messwerte basieren auf einer GaAs/(Al,Ga)As-LED auf GaAs(001) mit einer Injektorschicht aus  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  [73,286,290]. Die offenen Quadrate geben den gemessenen Polarisationsgrad in Abhängigkeit des äußeren Feldes wider. Die rote Linie hingegen zeigt den Verlauf der für diese Struktur mittels SQUID entlang der Schichtnormale gemessenen Hysteresekurve der  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Schicht in willkürlichen Einheiten. Da bei der Messung des Polarisationsgrades Elektronen in entgegengesetzter Spinpolarisierung injiziert wurden, ist die Hysteresekurve für einen besseren Vergleich mit dem Verlauf des Polarisationsgrades invertiert dargestellt. Die Daten gehen auf Farschi *et al.* [73] zurück. Wie man sieht, folgt der gemessene Polarisationsgrad exakt der Hysteresekurve des  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Films entlang der Schichtnormale. Für einen Polarisationsgrad von 15-20 % werden Feldstärken von rund 1,5 T benötigt, was einigen technischen Aufwand mit sich zieht und somit für Anwendungen ungeeignet ist. Darüber hinaus ist man aufgrund der hohen Qualitätsansprüche an die p-i-n-Struktur auf GaAs-Substrate limitiert. An eine Integration mit Si, zum Beispiel für die optische Kommunikation auf einem Chip, ist somit innerhalb des Konzeptes planarer SpinLEDs nicht zu denken.

### 6.1.2. Planare SpinLED mit Nanosäulen

Um SpinLEDs auch in niedrigen bzw. sogar in der Abwesenheit von äußeren Magnetfeldern zu betreiben, muß die ferromagnetische Injektorschicht entlang des elektronischen Transportpfades magnetisiert sein. Wie die vorliegende Arbeit zeigt, kann dies auch ohne die Beschränkung auf limitierte Materialsysteme oder Überstrukturen<sup>[86,87]</sup> durch die Verwendung von GaAs-Nanosäulen als eine Trägerstruktur für die magnetische Schicht realisiert werden. Das Konzept einer SpinLED mit Nanosäulen bildet somit das erste Bauteil, das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entworfen wurde.

Die mögliche Form einer SpinLED mit Nanosäulen ist in Abbildung 6.3 skizziert. Bis zum Quantentopf ist diese identisch mit der planaren SpinLED aus Abbildung 6.2I. Auf den Quantentopf, bzw. eine dünne intrinsische Schicht werden die undotierten GaAs-Nanodrähte aufgebracht. Dies kann durch Au-Tröpfchen<sup>[180,291,292]</sup> oder durch

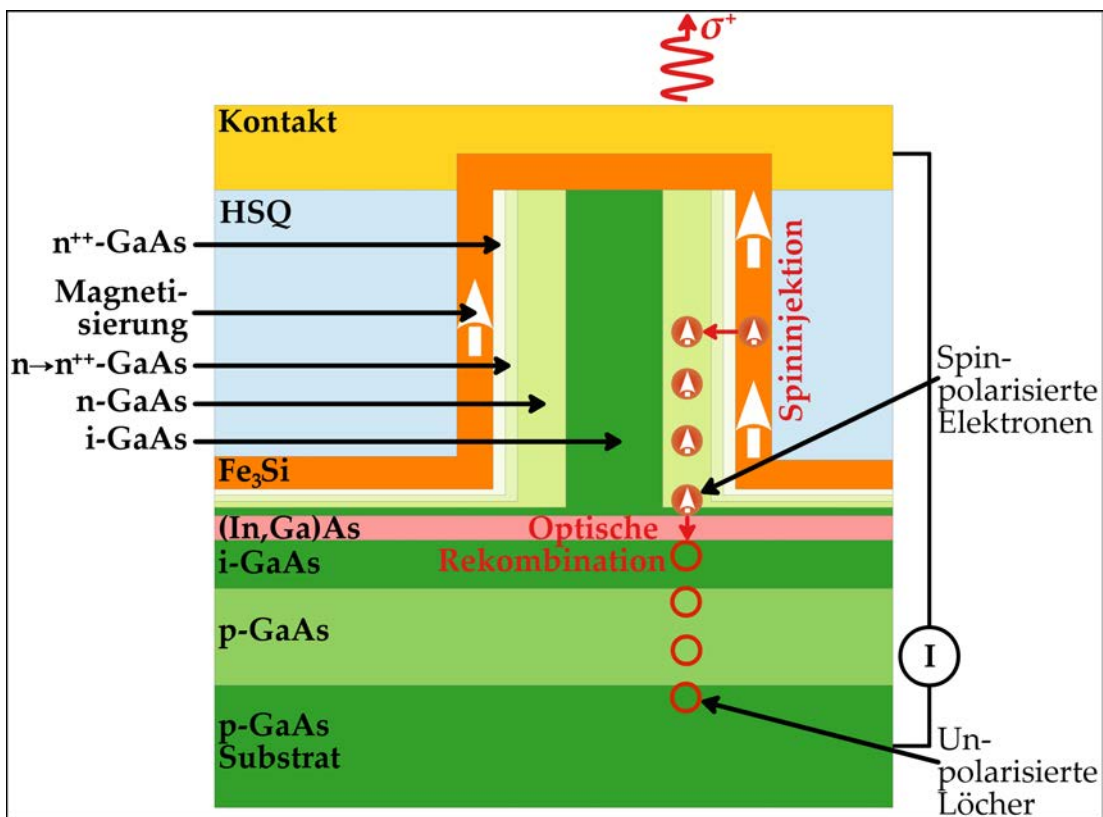


Abbildung 6.3: Skizze einer planaren SpinLED mit Nanosäulen.

eine dünne Schicht Si-Oxid<sup>[102,188,192,293]</sup> als Initiator des selektiven Wachstums bewerkstelligt werden. Das Nanosäulen-Wachstum wird schließlich bei der gewünschten Länge der Säulen beendet, die Wachstumsbedingungen werden vom axialen hin zum radialen Wachstum geändert und die n-Dotierung wird in zylindrischen Schichten um die intrinsischen Säulen realisiert.<sup>[199,201,294,295]</sup> Im letzten Wachstumsschritt werden, wie in der vorliegenden Arbeit präsentiert, die Nanodrähte mit einem dünnen Fe<sub>3</sub>Si-Film ummantelt.

Mit flüssigen oligomeren bzw. polymeren anorganischen Molekülen auf Si-Basis, genannt Wasserstoff-Silsesquioxane (HSQ), kann der Raum zwischen den Nanosäulen nach dem Wachstum durch Aufschleudern und anschließendes Ausbacken aufgefüllt

werden. Das ausgehärtete HSQ hat strukturelle und elektronische Eigenschaften ähnlich des Si-Oxids und ist daher ideal als Füllmaterial geeignet.<sup>[296,297]</sup> Die nun noch freistehenden Köpfe der Nanodrähte werden schließlich mit einer dünnen Schicht Indiumzinnoxid (ITO) kontaktiert.<sup>[199]</sup>

Durch das Anlegen einer Spannung können nun spinpolarisierte Elektronen vom Ferromagnet in radialer Richtung in die Halbleiter-Säule tunneln. Die niedrig n-dotierte Hülle der Nanodrähte bildet den Transportkanal. Hier diffundieren die Elektronen zum planaren Quantentopf und rekombinieren dort schließlich mit unpolarisierten Löchern aus dem p-GaAs. Durch die senkrecht zum Quantentopf ausgerichtete Magnetisierung des Ferromagneten sind die Elektronenspins bereits parallel zum elektronischen Transportkanal orientiert. Somit spiegelt der Polarisationsgrad im frontseitig emittierten Licht direkt den Grad der Spinpolarisierung im Halbleiter wider. Externe Magnetfelder werden nicht benötigt.

### Herausforderungen

Aufgrund der festgelegten Wachstumsrichtung der Nanodrähte sind die bislang fast ausschließlich verwendeten (001)-orientierten Substrate zur Integration von Nanosäulen in eine LED-Struktur leider nicht geeignet. Man kann somit innerhalb dieses Konzeptes nur beschränkt auf bereits vorhandene Expertise bzw. Strukturen zurückgreifen. Es müssen als erste Herausforderung optimale Wachstumsbedingungen sowohl für glatte GaAs(111) als auch (In,Ga)As-Schichten gefunden werden. Dotierprofile und Konzentrationen müssen überprüft und der In-Gehalt des Quantentopfes muss angepasst werden. Aufgrund des amphoteren Charakters des Si-Einbaus in den GaAs-Kristall, welcher hier durch die Orientierung bevorzugt in Erscheinung tritt,<sup>[298–300]</sup> erfordert die n-Dotierung mittels Si besondere Aufmerksamkeit.

Für das Aufbringen des Initiators des selektiven Nanodraht-Wachstums, entweder Au-Tropfen oder eine dünne Si-Oxidschicht, muss die Probe aus der MBE entnommen und später für einen Rücktransfer chemisch gereinigt werden. Neben den Parametern für das optimale Aufschleudern von Au-Tropfen oder eines Si-Oxids, welche es zu finden gilt, muss darüber hinaus gewährleistet sein, dass sie das im Anschluss stattfindende chemische Reinigen unbeschadet überstehen. Hier kann auf Arbeiten von Somaschini *et al.*<sup>[198]</sup> zurückgegriffen werden.

In der MBE müssen im Anschluss Wachstumsparameter für das selektive Wachstum gefunden werden. Diese unterscheiden sich fundamental, verwendet man Au-Tropfen oder, wie in dieser Arbeit, sich auf dünnem Si-Oxid bildende Ga-Tropfen, und hängen zusätzlich teils erheblich vom Substrat ab.<sup>[9,102,188,192,291,293]</sup>

Ist das Nanosäulen-Wachstum beendet, müssen die Wachstumsparameter wiederum an das radiale Wachstum angepasst werden und Dotierkonzentrationen und -profile gefunden werden. In Arbeiten von Dimakis *et al.*<sup>[199]</sup> konnte bereits gezeigt werden, dass somit funktionierende p-i-n-Strukturen hergestellt werden können, detaillierte Aussagen über den elektronischen Transport in diesen Bauteilen und damit zusammenhängend über optimale Dotierprofile gibt es zur Zeit jedoch noch nicht. Weiterhin ist hier zu beachten, dass das n-dotierte GaAs nach der Herstellung des Quantentopfes nicht nur ausschließlich auf den Nanodraht-Seitenflächen, sondern auch zwischen den Nanosäulen aufwächst. Im Gegensatz zum selektiven Nanodraht-Wachstum mittels eines mit Si-Oxid bedeckten Substrates liegt das Substrat im Bereich zwischen den Säulen bei der Verwendung von Au-Tropfen vollkommen frei. Somit stellen hier die zwischen den Säulen wachsenden, n-dotierten Schichten einen zusätzlichen, parasitären Trans-



portpfad dar. Es erscheint daher bei dieser Methode unwahrscheinlich, dass der Elektronentransport im Potentialgefälle zwischen  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Film und GaAs-Substrat tatsächlich radial über die Säulen und erst anschließend zum Quantentopf hin stattfindet. Zwar konnten einige Arbeiten an ähnlichen LED-Strukturen mit Nanosäulen bereits zeigen, dass der Stromfluss entlang des ersten Transportpfades stattfindet,<sup>[199,296]</sup> gesichert ist diese Tatsache für die hier vorgestellte Struktur jedoch nicht. Im Fall eines Stromflusses über die Schichten zwischen den Nanosäulen muss dieser durch eine isolierende Schicht unterdrückt werden.

Das Wachstum der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hülle wurde durch die vorliegende Arbeit analysiert und stellt somit im Rahmen der SpinLED-Herstellung keine Probleme mehr dar.

Ebenfalls unproblematisch gestaltet sich das Aufschleudern und Ausbacken von HSQ bis zu einer bestimmten Höhe der Nanosäulen und das anschließende Aufbringen einer dünnen ITO-Schicht. Beides sind Prozesse, die in der Forschung an Halbleiter-Nanosäulen bereits etabliert sind, wenn auch erst seit kurzem. Inzwischen kommen sie standardmäßig bei der Prozessierung und Kontaktierung von Nanodraht-LEDs zum Einsatz.<sup>[296,297]</sup>

Zwar umgeht man mit diesem Konzept durch die Verwendung von Nanosäulen die für herkömmliche SpinLEDs benötigten hohen Magnetfelder, dennoch ist man auch hier aufgrund der hohen Qualitätsansprüche an die p-i-n-Struktur auf GaAs-Substrate limitiert. Optische Intrachip-Kommunikation zum Beispiel ist somit auch mit diesen Bauteilen nicht realisierbar.

### 6.1.3. Nanosäulen-SpinLED

Um die Beschränkung auf GaAs-Substrate für derartige Bauteile zu umgehen, bietet sich hier natürlich an, eine komplette SpinLED-Struktur innerhalb einer Nanosäule herzustellen. Dies ist das zweite Bauteilkonzept, welches in diesem Rahmen ausgearbeitet wurde. Die Skizze eines möglichen Aufbaus ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

Ausgangspunkt ist hier kein GaAs-Substrat mehr, sondern Si(111), bedeckt mit einer dünnen Schicht nativen Si-Oxids. Das Wachstum der Nanosäulen findet direkt darauf mittels des in der vorliegenden Arbeit verwendeten, Ga-induzierten Mechanismus statt.

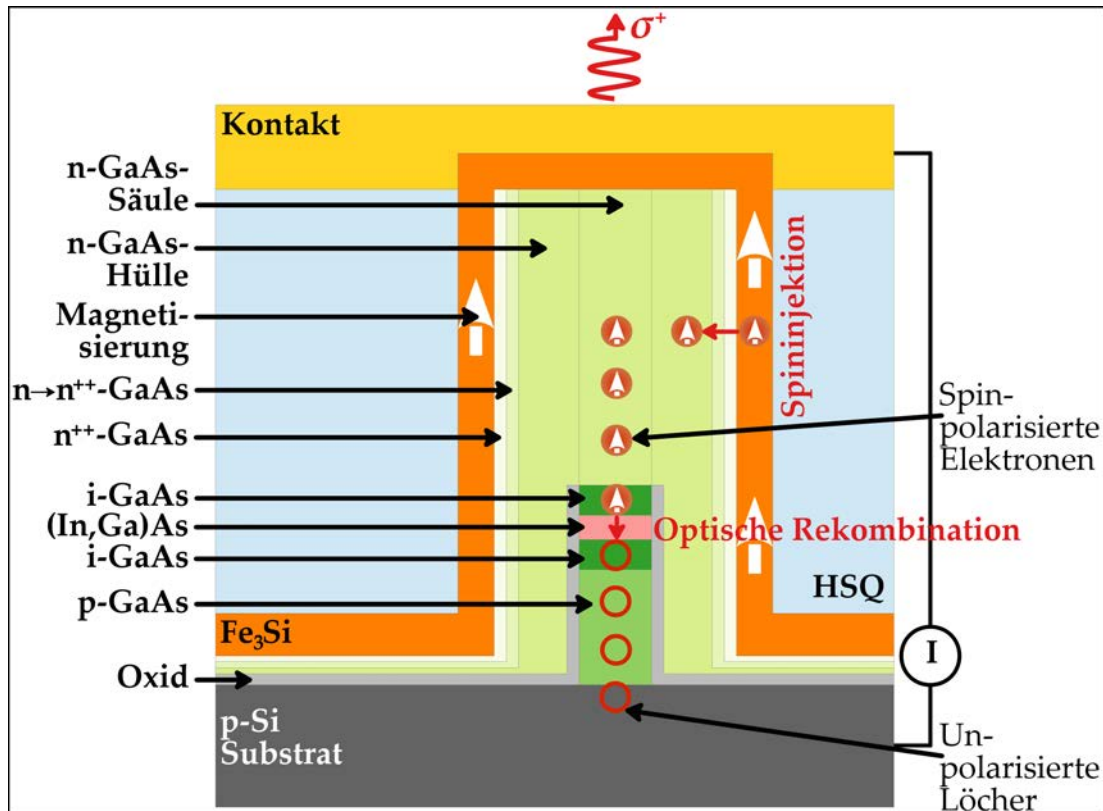


Abbildung 6.4: Skizze einer Nanosäulen-SpinLED.

Schleudert man zuvor auf das Si-Oxid Au-Tröpfchen auf, ist es jedoch auch möglich, hier mittels des Au-induzierten Mechanismus<sup>[301]</sup> zu arbeiten.

Das Wachstum beginnt innerhalb dieses Konzeptes mit einem p-dotierten Nanodraht-Segment. Der Übergang hiervon zu einem intrinsischen Abschnitt wird durch eine Unterbrechung des bereitgestellten Akzeptor-Molekularstrahls bewerkstelligt. An den p-i-Übergang schließt sich ein axialer (In,Ga)As-Quantentopf gefolgt von einem weiteren i-GaAs-Segment an. Das Nanodraht-Wachstum wird hier kurz unterbrochen um die bis hierhin fertiggestellte Struktur mit einer dünnen Oxidschicht einzuhüllen. Dies kann entweder ebenfalls mittels MBE in einer gesonderten Kammer für das Wachstum von Oxiden geschehen, oder die Probe wird kurz aus der UHV-Umgebung entnommen. Das Oxid wird benötigt, um ein Kurzschließen der SpinLED zu unterbinden. Nach dem Oxid-Wachstum, bzw. dem Rücktransfer der Proben in die UHV-Umgebung wird das Säulenwachstum bis zur gewünschten Länge fortgesetzt. Dieses letzte Säulenstück kann, wie in der Abbildung 6.4 skizziert, direkt aus n-dotiertem GaAs, oder noch aus intrin-

sischem Material bestehen. Ist die erwünschte Länge erreicht, werden die Wachstumsbedingungen vom axialen hin zum radialen Wachstum geändert und die  $n$ - bzw.  $n \rightarrow n^{++}$ -Dotierung wird in zylindrischen Schichten um die Säule realisiert. Das Ummanteln der Säulen mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$ , das Auffüllen des Raums zwischen den Drähten mit HSQ und die Kontaktierung mittels ITO verläuft analog zum vorher beschriebenen Konzept der planaren SpinLED mit Nanosäulen.

Eine angelegte Spannung bewirkt nun, dass spinpolarisierte Elektronen vom Ferromagnet in radialer Richtung in die Halbleiter-Säule tunneln können. Die niedrig  $n$ -dotierte Hülle sowie selbiger Säulenkernel der Nanodrähte bilden den Transportkanal. Hier diffundieren die Elektronen zum Quantentopf und rekombinieren dort schließlich mit unpolarisierten Löchern aus dem  $p$ -dotierten Abschnitt der Säulen und dem  $p$ -Substrat. Durch die senkrecht zum Quantentopf ausgerichtete Magnetisierung des Ferromagneten sind die Elektronenspins auch bei dieser Variante bereits parallel zum elektronischen Transportkanal orientiert. Somit spiegelt der Polarisationsgrad des frontseitig emittierten Lichtes direkt den Grad der Spinpolarisierung im Halbleiter wider und externe Magnetfelder werden nicht benötigt.

### Herausforderungen

Die größte Schwierigkeit dieser Struktur besteht in der Herstellung des axialen Quantentopfes. Eine vollständig axiale Heterostruktur wurde nach dem Erkenntnisstand dieser Arbeit mit der MBE-Technik noch nie realisiert. Arbeiten von Somaschini<sup>[302]</sup> haben gezeigt, dass durch ein Öffnen des In-Ventils die Möglichkeit besteht, mittels des Ga-induzierten Wachstums sehr dünne, axiale  $(\text{In,Ga})\text{As}$ -Schichten einzufügen. Währenddessen wird der Ga-Tropfen jedoch sehr schnell instabil und verschwindet teils, was ein weiteres Wachstum mit GaAs erschwert. Eine weitere Möglichkeit bietet hier folgendes Vorgehen nach Somaschini<sup>[303]</sup>. Nach dem ersten intrinsischen Segment wird der Ga-Tropfen bei niedrigen Temperaturen und sehr geringem As-Fluss verbraucht, so dass glatte Kopffacetten entstehen. Auf diesen wird mittels ebenfalls geringen In-Flüssen und Temperaturen ein neuer In-Tropfen abgeschieden. Ob dies jedoch auch im Falle von  $(\text{In,Ga})$ -Tropfen funktioniert, muss hier noch überprüft werden. Durch einen hohen As-Fluss und das Heizen auf ca.  $500^\circ\text{C}$  wird dieser kristallisiert. Nun kann wiederum nach Somaschini *et al.*<sup>[198]</sup> und Priante *et al.*<sup>[304]</sup> ein neuer Ga-Tropfen auf die Säulen aufgebracht und das Wachstum fortgesetzt werden. Für den VLS-Mechanismus mit Au-Tropfen zeigten Arbeiten von Somaschini<sup>[301]</sup>, dass sich ein  $(\text{In,Ga})\text{As}$  Quantentopf in axialer Richtung nur bewerkstelligen lässt, wenn man zuvor (nach dem Wachstum des ersten intrinsischen Segments) die Seitenflächen der GaAs-Säulen passiviert. Für den In-Einbau darf darüber hinaus der Durchmesser der Au-Tropfen nicht zu klein sein.<sup>[305]</sup> Eine Passivierung der Seitenflächen erreicht man ganz einfach, indem man die Probe kurz aus der MBE herausnimmt und einige Zeit unter Atmosphärendruck an Luft lagert oder mittels MBE eine dünne Oxidschicht abscheidet. Der folgende Übergang vom  $(\text{In,Ga})\text{As}$ -Quantentopf zum zweiten intrinsischen Segment stellt nach Arbeiten von Dick *et al.*<sup>[306]</sup> wiederum kein Problem dar.

Die  $n$ -Dotierung des obersten Säulenstückes kann auch in der  $[111]$ -Richtung innerhalb der Nanosäulen nachweislich mit Te bewerkstelligt werden.<sup>[307,308]</sup> Si ist hingegen aufgrund seines, in der  $[111]$ -Richtung innerhalb von Nanosäulen verstärkten, amphoteren Charakters weniger geeignet.<sup>[195,295,298–300,309]</sup> Um keine Kompensation herbeizuführen ist man bei Si deshalb auf sehr geringe Dotierkonzentrationen beschränkt. Ob diese für den Betrieb der Nanosäulen-SpinLED ausreichen, muss untersucht werden. Die Frage,

inwiefern sich hingegen ein intrinsisches oberstes Säulenstück auf die Funktionsweise des Bauteils auswirkt, ist zum jetzigen Zeitpunkt ebenfalls noch ungeklärt.

Eine weitere Schwierigkeit könnte sich durch die positive Dotierung des unteren Säulensegments ergeben. Zwar kann man bei der p-Dotierung auf einige Arbeiten zurückgreifen,<sup>[195,310,311]</sup> genaue Dotierkonzentrationen sowie Dotierprofile sind jedoch bislang nur rudimentär erforscht.

Aufgrund der zwei großen Vorteile dieser Strukturen, welche einen möglichen Betrieb von SpinLEDs in geringen bis hin zu gar keinen äußeren Feldern und ihre Kompatibilität mit der Si-Technologie umfassen, steht demzufolge der Realisierung von beispielsweise optischer Intrachip-Kommunikation nichts mehr im Wege. Außerdem bleibt zu erwähnen, dass diese Variante ein komplettes SpinLED-Bauteil auf einer Substratfläche von nur wenigen  $100\text{ nm} \times 100\text{ nm}$  darstellt, dieser enorm geringe Substratverbrauch kommt der heutigen Si-Technologie weiterhin sehr entgegen.

## 6.2. Nanosäulen für die Datenspeicherung

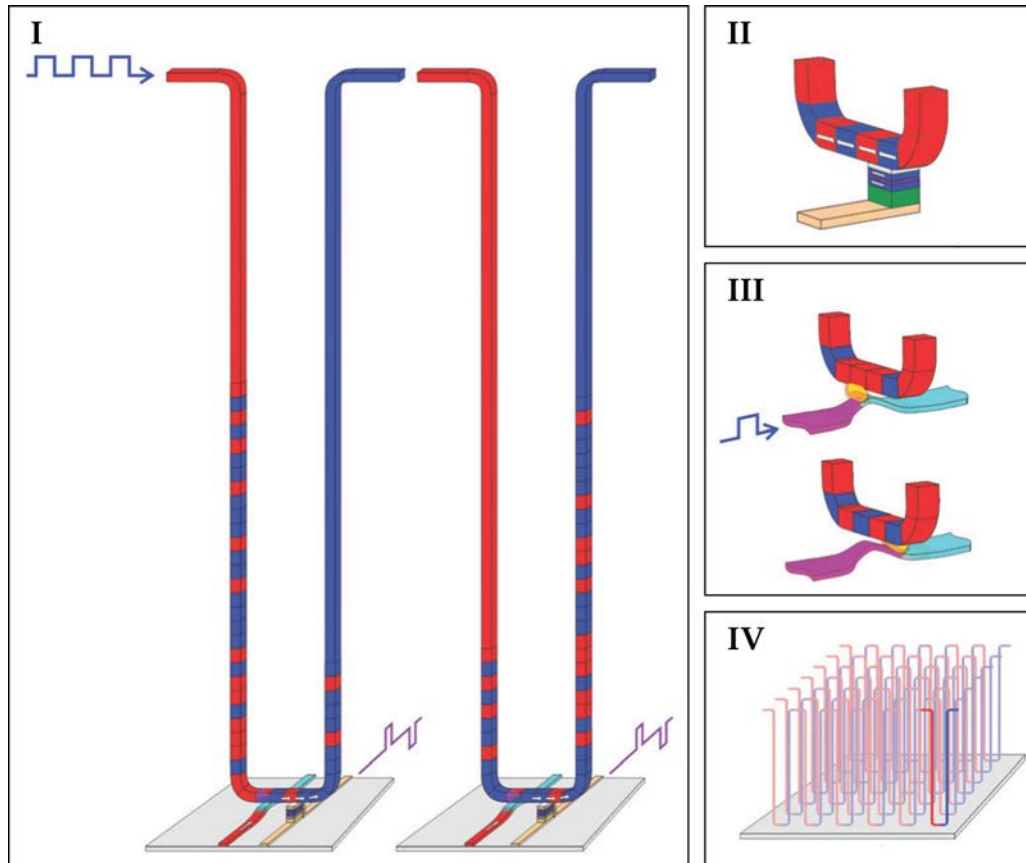
Im ersten Teil dieses Kapitels wird eine Einführung in das auf Parkin *et al.*<sup>[82]</sup> basierende Konzept des dreidimensionalen, permanenten Festkörperspeichers gegeben. Innerhalb dieses Konzeptes ließen sich Speicherelemente mit bislang unerreichbaren Speicherkapazitäten bei Zugriffszeiten ähnlich der heutigen statischen Festkörperspeicher (SSDs) mit unbegrenzter Lebensdauer und zu erschwinglichen Preisen herstellen. Bislang gestaltet sich die tatsächlich dreidimensionale Herstellung solcher Speicher jedoch als ungelöstes Problem für heutige Fertigungstechniken im Nanometerbereich. Das könnte schließlich durch die Übertragung des Konzeptes auf die in dieser Arbeit vorgestellten Ferromagnet-Halbleiter-Nanodrahtstrukturen umgangen werden. Diese Übertragung führt zum dritten und letzten Bauteilkonzept dieser Arbeit und wird im zweiten Teil dieses Kapitels vorgestellt. Es nutzt die GaAs-Nanodrähte als rein passive Trägerstruktur, um mittels der durch sie entlang der Substratsenkrechte orientierten Fe<sub>3</sub>Si-Hüllen dreidimensionale Speicherelemente zu realisieren.

### 6.2.1. Konzept des Laufbandspeichers

Felder, bestehend aus dünnen, ferromagnetischen Streifen in einer senkrechten Anordnung, wurden 2008 von Parkin *et al.*<sup>[82]</sup> unter dem englischen Begriff *racetrack memory* (RM) für schnelle, rein elektrisch angesteuerte, permanente, magnetische Datenspeicherung vorgeschlagen. Das Konzept des RM beruht im Gegensatz zu herkömmlichen, zweidimensionalen Speichertechniken auf einer Erweiterung der Datenablage in den dreidimensionalen Raum hinein. Damit lassen sich Speicherelemente von bislang unübertroffenen Speicherkapazitäten, Zugriffszeiten vergleichbar mit denen heutiger SSDs und quasi unbegrenzter Lebensdauer zu niedrigen Preisen realisieren. Physikalisch beruht der RM auf dem Effekt des Spin-Momenttransfers (STT).<sup>[77,78]</sup> Der STT-Effekt tritt auf, wenn ein Strom von spinpolarisierten Elektronen von einem Medium mit einer bestimmten Magnetisierung in ein weiteres mit anders orientierter Magnetisierung übergeht. Auf die Spins der Elektronen im zweiten Medium wirkt aufgrund des spinpolarisierten Stroms ein Drehmoment. Übersteigt der Strom einen bestimmten Schwellwert wird es durch den STT möglich, die Magnetisierung im zweiten Medium zu drehen. Dieser Effekt wird im RM genutzt, um magnetische Domänen kontrolliert entlang eines Speicher- bzw. Leiterstreifens zu bewegen. Eine Skizze des von Parkin *et al.*<sup>[82]</sup> vorgestellten Konzeptes eines RM findet sich in Abbildung 6.5.

Im Konzept des RM wird Information in magnetischen Domänen, welche sich in langen Sequenzen auf einem vertikal angeordneten, ferromagnetischen Leiterstreifen befinden, senkrecht zur Oberfläche eines Si-Substrats gespeichert. Diese sind in Abbildung 6.5 durch blaue und rote Abschnitte gekennzeichnet. Zwischen Domänen unterschiedlicher Orientierung bilden sich Domänengrenzen, die je nach der relativen Ausrichtung der benachbarten Domänen zueinander entweder in einer Kopf-an-Kopf- oder einer Fuß-an-Fuß-Konfiguration vorliegen. Der Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Domänengrenzen ist durch vorgegebene Haftstellen auf dem Speicherstreifen festgelegt. Dieser Abstand entspricht demzufolge der Länge eines Bits. Die Haftstellen sorgen darüber hinaus für eine größere Stabilität der Domänengrenzen gegenüber thermischen Fluktuationen oder magnetischen Streufeldern von benachbarten Speicherstreifen. Definiert werden Haftstellen zum Beispiel durch Einkerbungen im Speicherstreifen oder durch Modulationen in der Dicke oder der Materialparameter des Streifens.

Für den Lese- und Schreibprozess werden die Domänengrenzen durch Strompulse im Nanosekundenbereich simultan entlang des Speicherstreifens bewegt. Nach dem STT-Effekt<sup>[77,78]</sup> verursacht der Stromfluss im magnetischen Material aufgrund von spinabhängiger Diffusionsstreuung eine Spinpolarisierung des Materials und trägt infolgedes-



**Abbildung 6.5:** Schematischer Aufbau eines RM. Entnommen aus Bader und Parkin<sup>[83]</sup>. **I** Ein vertikaler, u-förmiger, magnetischer Speicherstreifen mit Bitmuster (blau und rot) vor und nachdem Domänengrenzen mittels Strompulsen im Nanosekundenbereich über die horizontalen Lese- und Schreibstreifen bewegt wurden. **II** Beim Lesevorgang wird mittels eines mit dem RM verbundenen MTJ der TMR gemessen. **III** Einzelne Bits können zum Beispiel mittels des hier dargestellten Streufeldes der Bewegung einer magnetischen Domäne entlang eines zweiten, senkrecht angeordneten, ferromagnetischen Streifes geschrieben werden. **IV** Ein Feld, bestehend aus 42 vertikalen Speicherstreifen auf einem Chip.

sen selbst ein Drehmoment. Trifft der spinpolarisierte Strom auf eine Domänengrenze, so überträgt er auf sie ein Spin-Drehmoment und somit ebenfalls eines auf die magnetischen Momente in der Grenze. Dieses Drehmoment kann eine Bewegung der Domänengrenze verursachen, welche unabhängig von der Ladung der Grenze (Kopf-an-Kopf oder Fuß-an-Fuß) ist.<sup>[312–318]</sup> Einzig der magnetische Streifen muss schmal genug sein, d.h. kleiner oder im Bereich von 100 nm, so dass die Wechselwirkung des STT diejenige der Momente mit dem Eigenfeld des Stromflusses dominiert. Solange der Abstand benachbarter Domänengrenzen konstant bleibt, ist die durchschnittliche Lese-, bzw. Schreibzeit eines individuellen Bits unabhängig von der Anzahl von Bits auf dem



Speicherstreifen. Letzterer sind somit keine Grenzen gesetzt, wodurch sich mit dem Konzept des RM bislang unübertroffene Speicherkapazitäten realisieren ließen.

Der Lesevorgang selbst findet schließlich über eine Messung des Tunnelmagnetwiderstands (TMR) mittels eines mit dem Speicherstreifen in Kontakt befindlichen magnetwiderstandssensitiven Tunnelübergangs (MTJ) statt. MTJs sind heutzutage handelsübliche Bauelemente und bilden die Basis eines jeden modernen MRAMs.

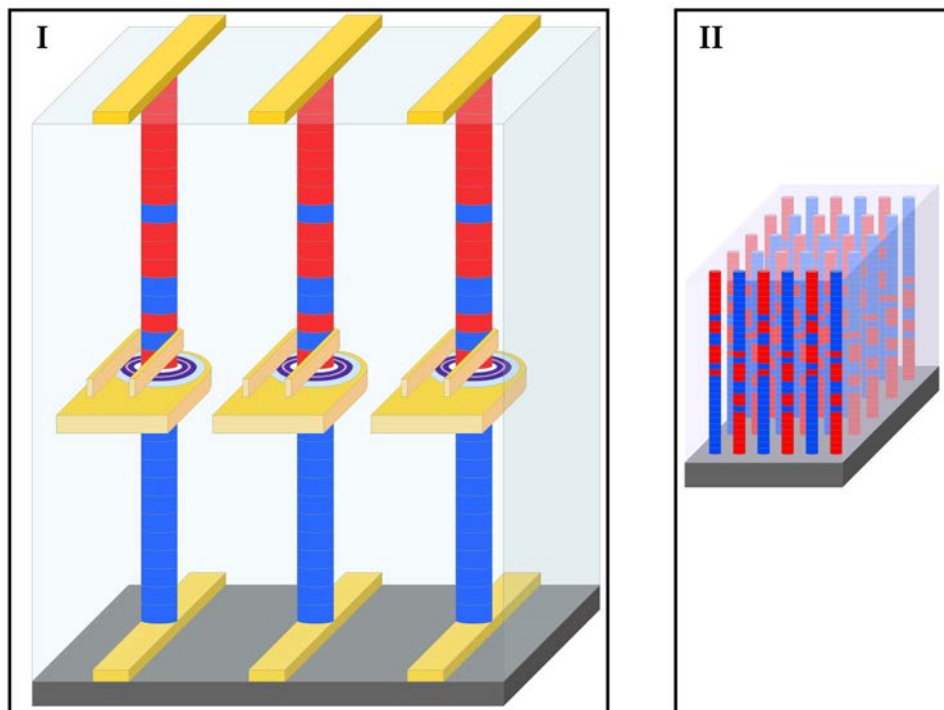
Für den Schreibprozess gibt es mehrere technische Lösungen. Erstens kann durch das Streufeld eines durch einen benachbarten Metallstreifen fließenden Stromes eine Domäne im Speicherstreifen geschrieben werden. Zweitens eignet sich hierfür ebenfalls die STT-Wechselwirkung, welche beim Stromfluss zwischen einem am Speicherstreifen befindlichen magnetischen Nanoelement und dem Speicherstreifen selbst stattfindet. Drittens kann, wie in der Abbildung 6.5 **III** gezeichnet, auch das Streufeld der kontrollierten Bewegung einer Domänengrenze entlang eines benachbarten magnetischen Leiterstreifens eine Domäne auf dem Speicherstreifen schreiben.

Soweit das von Parkin *et al.*<sup>[82]</sup> vorgestellte Prinzip des RM. Unzählige Forschungsgruppen beschäftigen sich seither mit dünnen, magnetischen Speicherstreifen, der Herstellung von geeigneten Haftstellen und der kontrollierten Bewegung von Domänengrenzen entlang eines magnetischen Streifens.<sup>[319,320]</sup> Bislang jedoch gestaltet sich die tatsächlich dreidimensionale Umsetzung solcher Speicherstreifen wie in Abbildung 6.5 als ungelöstes Problem für heutige Fertigungstechniken im Nanometerbereich. Mittels eines Grundgerüsts aus Halbleiter-Nanosäulen für die magnetischen Speicherstreifen, wie die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten mit einem Ferromagnet ummantelten GaAs-Nanodrähte könnten die zuletzt genannten, technischen Probleme umgangen werden.

### 6.2.2. Nanosäulen-Laufbandspeicher

Überträgt man das Konzept des RM auf die in dieser Arbeit diskutierten Nanosäulen, so wird Information nicht mehr in einem u-förmigen, magnetischen Speicherstreifen, sondern in einer einzigen, senkrechten Ferromagnet-Halbleiter-Nanosäule gespeichert. Eine Skizze ist in Abbildung 6.6 I zu finden.

Nach wie vor besteht ein Datenbit aus einer magnetischen Domäne, die nun jedoch die Form eines schmalen Hohlzylindersegmentes hat. In diesen Domänen ist das magnetische Moment entsprechend ihrer Form entweder parallel zur Säule oder in Wirbeln um die Säule orientiert. Die Domänengrenzen sind entsprechend Kopf-an-Kopf bzw. Fuß-an-Fuß oder rechts-links bzw. links-rechts konfiguriert. Zur Definition und Stabi-



**Abbildung 6.6:** I Skizze von drei Speichersäulen eines Nanodraht-RM, jede besteht aus einer vertikalen, mit einem dünnen Metallfilm ummantelten Halbleiter-Nanosäule. Einzelne Bits bestehen nun aus Hohlzylindersegmenten (blau und rot). II Skizze eines Feldes von 30 Nanosäulen-RM auf einem Chip.

lisierung der Domänen werden wiederum vorgegebene Haftstellen verwendet. Hierfür kann bei einem Nanodraht-RM jedoch direkt der unter der magnetischen Speicherhülle befindliche Halbleiterkern verwendet werden, da sich Halbleiter-Nanosäulen in verschiedenen Überstrukturen mit nahezu atomarer Perfektion herstellen lassen. Berichtet wurde zum Beispiel bereits von periodischer Zwillingsbildung aus Wurzit- und Zinkblendephase mit einhergehender Zick-Zack-Form der Nanodrähte.<sup>[321–325]</sup> Auch Tian *et al.*<sup>[326]</sup> beobachteten Nanosäulen in periodischer Zick-Zack-Form. Beim Ummanteln solcher Nanodrähte mit einem Ferromagneten sorgt die Form einer solchen Trägersäule automatisch für periodische Einkerbungen in der magnetischen Hülle, die als Haftstellen agieren können. Darüber hinaus sind ebenfalls periodische Modulationen des Säulendurchmessers bekannt.<sup>[252,327–329]</sup> Auch diese können als Haftstellen dienen. Bei einem Nanosäulen-RM sind die Haftstellen somit schon direkt nach dem Wachstum der

Trägerstruktur vorhanden. Dies könnte im Gegensatz zum RM ohne Nanosäulen, bei welchem Haftstellen unter Umständen in einem separaten Prozessierungsschritt definiert werden müssen, eine nicht unwesentliche Zeitersparnis für den Fertigungsprozess mit sich bringen.

Entlang der Nanosäule werden die Domänengrenzen durch einen Strompuls zwischen dem Kopf und dem Fuß der Säule über den Mechanismus des STT bewegt. Der hierzu benötigte Kontaktstreifen am Fuß der Drähte wird lithographisch entweder nach dem Säulenwachstum angebracht, oder bereits vorher gemeinsam mit den vordefinierten Positionen für das Nanodraht-Wachstum. Es ist hier jedoch auch möglich, die parasitäre Schicht des Ferromagneten zwischen den Säulen, die beim Ummanteln der Drähte entsteht, direkt für den unteren Kontakt zu verwenden. Um die elektrischen Ansteuerungen für den Lese- und Schreibprozess in der Mitte des Nanodrahtes anzubringen, wird der Raum bis zur Hälfte der Säulen mit Dielektrika wie das bereits erwähnte HSQ oder andere Polymere aufgefüllt. Techniken zum definierten Auffüllen des Säulen-Zwischenraumes sind, wie im vorangegangenen Abschnitt bei den SpinLEDs erwähnt, mittlerweile Standard in der Nanodraht-Prozessierung. Für die Lese- und Schreibprozesse selbst eignen sich direkt die im RM-Konzept von Parkin *et al.*<sup>[82]</sup> vorgeschlagenen Mechanismen bzw. Bauteile. Einzig ihre Form muss durch leichte Modifizierung an die Zylinder-Geometrie der Speichersäule angepasst werden. Diese Lese- bzw. Schreibstreifen werden, wiederum durch Dielektrika voneinander isoliert, lithographisch somit in einer radialen Geometrie um die Säulen angebracht. Zu den hier benötigten Prozessierungsschritten vergleichbare konnten bereits bei der Realisierung von radialen Gate-Strukturen um Nanosäulen für Nanodraht-Transistoren erfolgreich durch- und vorgeführt werden.<sup>[4,325,330–334]</sup> Nach einem erneuten Auffüllen mit Dielektrika wird schließlich noch der Kopf der Säulen analog zu den bereits beschriebenen Prozessen für die SpinLED-Fertigung lithographisch kontaktiert.

Der endgültige Säulen-Speicher besteht schließlich aus Feldern vieler, einzelner Speichernanosäulen, ähnlich der Skizze in Abbildung 6.6 II. Das Wachstum von Halbleiter-Nanosäulen innerhalb vordefinierter Positionen, welche in ihrer Gesamtheit solche großflächig angelegten Felder auf einem Substrat bilden, wurde bereits von verschiedenen Gruppen für verschiedene Halbleiter demonstriert.<sup>[18,102,131,335–348]</sup> Entgegen desselben Konzeptes ohne Nanosäulen ist somit eine Fertigung solcher Speicherelement-Felder für heutige Prozessierungstechniken durchaus machbar.

### Herausforderungen

Die erste und grundlegende offene Frage dieses Nanosäulen-RM-Konzeptes stellt sich im Zusammenhang der geometrischen Form der für dieses Konzept benötigten Domänen. Nach dem Kenntnisstand dieser Arbeit wurde bisher noch nicht nachgewiesen, ob eine Bewegung der Grenzen von Domänen in Zylinder-Geometrie entlang einer magnetischen Säule mittels der Wechselwirkung des STT möglich ist. Dies zu erforschen bildet die größte Herausforderung des Nanosäulen-RM.

Eine weitere Schwierigkeit schließt sich hier direkt an die erste an. Aufgrund der Tatsache, dass die Form der Domänen ein Hohlzylinder-Segment ist, existieren innerhalb dieses Konzeptes nicht mehr nur zwei Konfigurationen von Domänengrenzen, sondern mindestens doppelt so viele (Kopf-an-Kopf, Fuß-an-Fuß, rechts-links, links-rechts). Inwieweit sich welche Konfiguration für diese Art von Speicherelement eignet, ist zum jetzigen Zeitpunkt ebenso ungeklärt und bedarf weiterer Forschung.

Darüber hinaus bleibt für dieses Konzept ebenfalls noch zu untersuchen, ob die hier

vorgeschlagenen Möglichkeiten zur Haftstellenfertigung tatsächlich geeignet sind um stabile Domänen mit festen Ausdehnungen zu realisieren.

Schließlich birgt der gesamte, beschriebene Fertigungsprozess Herausforderungen technischer Art. Zwar existieren zur Zeit in der Halbleiter-Nanodraht-Forschung Expertisen zu jedem der benötigten Prozessierungsschritte, bis diese jedoch im Zusammenspiel zu einem funktionierenden RM führen, werden sicher nicht wenige Feinjustierungen, Anpassungen und Modifikationen vorgenommen werden müssen.

Es bleiben hier demzufolge viele offene Fragen von ganz grundsätzlichem Charakter. Für die heutigen Fertigungstechniken im Nanometerbereich stellt dieses Konzept jedoch eine tatsächlich realisierbare Umsetzung eines echt dreidimensionalen Festkörperspeichers dar. Das enorme Potenzial eines solchen Speichers (bislang unerreichbare Kapazitäten bei Zugriffszeiten ähnlich der heutigen SSDs, eine unbegrenzte Lebensdauer sowie erschwingliche Preise) rechtfertigt somit zukünftige Arbeit in dieser Richtung.



## 7. Zusammenfassung

Das Gebiet der Halbleiter-Nanosäulen zieht seit geraumer Zeit eine bemerkenswerte Aufmerksamkeit auf sich.<sup>[2–6]</sup> Mittels Nanostrukturen wie diesen Säulen ist es nicht nur möglich, quasi verspannungsfrei Halbleiter hoher Qualität auf nahezu jedem Substrat herzustellen,<sup>[10,100,101,223]</sup> auch innerhalb der Säule lassen sich aufgrund der Möglichkeit des elastischen Spannungsabbaus sehr unterschiedliche Materialien in hoher Qualität kombinieren.<sup>[18,106,325,349,350]</sup> Dies führt zu gänzlich neuen Möglichkeiten in der Gestaltung von Bauelementen mit verschiedensten, teils völlig neuartigen Eigenschaften.<sup>[16,17,19,296,342,351–370]</sup>

Diese Arbeit geht noch einen Schritt darüber hinaus und verknüpft als eine der ersten Arbeiten das Gebiet der Halbleiter-Säulen mit demjenigen der Spintronik. Innerhalb einer Säule wird ein ferromagnetisches Metall mit einem Halbleiter kombiniert. Die Struktur besteht im Rahmen dieser Arbeit aus einem GaAs-Kern umhüllt mit einer dünnen Fe<sub>3</sub>Si-Schicht, die somit für sich allein gesehen einen Nano-Hohlzylinder (Englisch: *nanotube*) darstellt.

Diese Nano-Hohlzylinder sind darüber hinaus auch als eigenständige Strukturen interessant, da sie aufgrund ihrer geometrischen Abmessung und Form ganz eigene Randbedingungen für die Orientierung der Magnetisierung besitzen. Für die spontane Ausrichtung der magnetischen Momente ergeben sich nur zwei mögliche Konfigurationen, die Orientierung in Vortices (Wirbeln) um die Hohlzylinder herum, auch Zwiebelstruktur genannt und die Staborientierung entlang der Zylinder.<sup>[114,115,371–373]</sup> Letztere bildet die Motivation dieser Arbeit, denn aufgrund der senkrechten Orientierung der darunter befindlichen Halbleiter-Säule auf dem Substrat sorgt sie für eine mögliche Ausrichtung der spontanen Magnetisierung entlang der Substratnormalen. Dies ist wegen der magnetischen Formanisotropie mit herkömmlichen Ferromagnet-Schichten nur mit sehr limitierten Materialien<sup>[86,87]</sup> oder mit einem erheblichen Aufwand, indem spezielle magnetische Übergitter und Mehrschichtsysteme gewachsen werden, zu bewerkstelligen.<sup>[88–91,374–382]</sup> Die in dieser Arbeit vorgestellte Variante der Nano-Hohlzylinder ist hingegen unabhängig vom magnetischen Material und erfordert nur den einen Wachstumsschritt der Säulen-Umhüllung.

Das Forschungsgebiet der ferromagnetischen Hohlzylinder mit Abmessungen im Nanometerbereich<sup>[83,383–389]</sup> ist mindestens ebenso groß wie dasjenige der Halbleiter-Nanodrähte. Die epitaktische Kombination beider Nanostrukturen<sup>[27–29,31,35–39]</sup> mit einem so geeigneten Ferromagneten wie Fe<sub>3</sub>Si ist jedoch ein Alleinstellungsmerkmal dieser Arbeit. Hier galt es zu untersuchen

1. inwieweit es möglich ist, GaAs-Nanodrähte mit Fe<sub>3</sub>Si mittels MBE zu umhüllen,
2. welche physikalischen Eigenschaften diese mit Fe<sub>3</sub>Si ummantelten Säulen aufweisen und
3. inwieweit sich eine Stabmagnetisierung in den Nanodraht-Hüllen realisieren lässt.

Verschiedene GaAs-Trägerstrukturen wurden zu diesem Zweck mittels des selbstinduzierten VLS-Wachstums hergestellt. Im direkten Anschluss daran wurden diese unter



## 7. Zusammenfassung

UHV-Bedingungen in eine zweite Kammer, geeignet für das Metallwachstum, transferiert und mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  umhüllt. Somit wurde eine höchstmögliche Reinheit der Grenzfläche gewährleistet. Diese technische Voraussetzung ist ein weiteres Alleinstellungsmerkmal dieser Arbeit.

Die Epitaxie des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  auf den Säulen-Seitenwänden ist allein aufgrund der geneigten Quellenpositionen in der MBE-Kammersymmetrie möglich. Da Adatomdiffusion bei den niedrigen Temperaturen des Metallwachstums so gut wie keine Rolle spielt, besitzt der zur Substratnormale geneigte Materialfluss der MBE eine Komponente ungleich Null parallel zur Substratoberfläche. Dieser Materialanteil adsorbiert auf den Seitenflächen der Säulen. Hieraus und aus den Draht-Abmessungen folgt eine rund fünfmal niedrigere Wachstumsrate an den Säulen-Seitenflächen als auf der Substratoberfläche zwischen den Drähten. Das Ungleichgewicht der Volumina von Hüllen und parasitärer Schicht ist bei allen Ensemble-Messungen von anlagenfrischen Proben zu berücksichtigen und führt dazu, dass bei dieser Art der Charakterisierung nur sehr beschränkte Aussagen über die Hüllen gemacht werden können. Durch eine gezielte Wahl der Trägerstruktur (genauer gesagt der Dichte und Länge der Säulen) lässt sich der Anteil des parasitären Wachstums zwischen den Drähten jedoch maßschneidern. Dabei kann die Säulendichte durch eine Vorstrukturierung der Si-Substrate nahezu beliebig eingestellt werden,<sup>[102,339–348]</sup> Die Länge ist noch einfacher über die GaAs-Wachstumsdauer steuerbar.<sup>[188,192,390,391]</sup> Somit ist auch ein komplettes Unterdrücken dieses  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Films möglich. Diese Beobachtung ist ein sehr wichtiger Aspekt im Hinblick auf eine Verwendung der Nanodrähte in spintronischen Bauteilen.

Unabhängig davon ist es möglich, Nanosäulen verschiedener Längen gleichmäßig mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zu ummanteln. Das Wachstum findet dabei überall auf der Nanodraht-Oberfläche simultan statt und bildet eine geschlossene Hülle. Der hexagonale Querschnitt der GaAs-Nanodraht-Trägerstruktur wird dabei in seiner Form erhalten, seine Ausrichtung variiert jedoch mit der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur. Somit kann die Dicke der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hülle ganz einfach durch die Wahl der Wachstumsdauer eingestellt werden. Dies ist ein weiteres, wichtiges Ergebnis dieser Arbeit, denn gleichmäßige und geschlossene Hüllen sind eine Grundvoraussetzung für eine mögliche Verwendung der Nanosäulen in zukünftigen Bauelementen.

Die Morphologie der umhüllten Nanodrähte unterscheidet sich von derjenigen planarer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten. Bei Temperaturen unter  $200^\circ\text{C}$  zeigen die Säulen eine charakteristische, kurzstrukturierte Rauigkeit. Glatte Seitenflächen lassen sich für Substrattemperaturen um  $200^\circ\text{C}$  bewerkstelligen. Bei höheren Temperaturen rauhen die Oberflächen wiederum enorm auf. Dennoch liegen auch bei der höchsten Wachstumstemperatur dieser Arbeit von  $350^\circ\text{C}$  noch geschlossene Nanodraht-Hüllen vor. Für den Einsatz in spintronischen Bauteilen sind Schichten bzw. Hüllen, mit rauen Grenz- und Oberflächen problematisch, da sie eine zusätzliche Quelle der Elektronenstreuung darstellen und stromführende Kanäle am gewünschten, elektrischen Transportpfad vorbei und somit zusätzliche Widerstände verursachen können.<sup>[262–265]</sup> Demzufolge kann aufgrund der Morphologie für das Wachstum von Bauteilen basierend auf mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelten GaAs-Nanosäulen bereits eine maximale Substrattemperatur von  $200^\circ\text{C}$  angegeben werden.

Im Gegensatz zur Epitaxie des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  auf hochreinen GaAs-Substraten zeigt die parasitäre, planare Schicht des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  zwischen den Säulen ausschließlich polykristalline Eigenschaften. Dies gilt jedoch nicht für die Nanodraht-Hüllen. Bei Temperaturen unterhalb von  $200^\circ\text{C}$  konnte neben polykristallinem Material auch ein signifikanter Anteil

an epitaktisch ausgerichtetem  $\text{Fe}_3\text{Si}$  in den Hüllen mittels XRD und TEM nachgewiesen werden. Die kristallographische Orientierung stimmt dabei mit derjenigen des GaAs überein. Innerhalb dieser epitaktischen Bereiche besitzt das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  eine stöchiometrische Zusammensetzung und liegt zumindest in der **B2**-Ordnung vor. Bei Temperaturen um  $200^\circ\text{C}$  ist die gesamte Hülle in Übereinstimmung mit dem GaAs epitaktisch orientiert. Sie zeigt einen Ordnungsgrad der **B2**-Struktur, wobei sich auch Hinweise auf eine hundertprozentige Ordnung entsprechend der **D0<sub>3</sub>**-Phase finden. Das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  der Hüllen bildet markante, (111)-orientierte Facetten aus, welche aufgrund ihrer geringen Verkipfung zur [111]-Wachstumsrichtung oberflächlich sehr glatt erscheinen. Numerische DFT/PBE-Berechnungen der Oberflächenenergien des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  von Dr. Steve Erwin vom Naval Research Laboratory, Vereinigte Staaten von Amerika ergaben übereinstimmend mit den experimentell beobachteten Facetten für Si-terminierte (111)-Oberflächen Minimalwerte. Darüber hinaus zeigen die Nanosäulen ab  $200^\circ\text{C}$  erste Anzeichen von Interdiffusionsprozessen in der Form von Grenzflächenreaktionsprodukten. Bekannt sind diese Grenzflächenreaktionen auch von der planaren Epitaxie des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ , wurden dort jedoch erst bei erheblich höheren Temperaturen um  $400^\circ\text{C}$  beobachtet. Das Einsetzen dieser Reaktionen bei wesentlich niedrigeren Temperaturen im Falle der Nanodrähte ist höchstwahrscheinlich dem hohen Oberflächenanteil im Vergleich zum Volumen und dem sehr geringen Durchmesser der Säulen zuzuschreiben. Beide Faktoren begünstigen nachweislich Instabilitäten an Ober- und Grenzflächen.<sup>[34,249–252]</sup> Bei Temperaturen über  $200^\circ\text{C}$  hinaus führen die Interdiffusionsprozesse in den Säulen zu einer sukzessiven Zerstörung sowohl des GaAs- als auch des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Kristalls. Die Reaktionen spielen sich dabei in einem Kanal, welcher von den Drähten selbst gebildet wird, bis hinein in das Si-Substrat ab. Im Substrat entstehen in der Folge ausgedehnte Reaktionsbereiche, welche in Form und Ausdehnung nicht mit den Präzipitaten planarer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten übereinstimmen. Als Reaktionsprodukte bilden sich Fe-Si-As-, Fe-Ga-, Fe-Si-, Fe-As- und As-Si-Verbindungen. Die Untersuchungen der kristallographischen Eigenschaften der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hüllen bestätigen somit eine maximale Wachstumstemperatur von  $200^\circ\text{C}$ .

Die für diese Arbeit motivierende Fragestellung nach einer möglichen Stabmagnetisierung in den Nanodraht-Hüllen konnte tatsächlich für verschiedene Substrattemperaturen mittels MFM-Messungen und dem Vergleich der Kontrastmuster mit mikromagnetisch simulierten Streufeldern nachgewiesen werden. Somit ist diese Arbeit die allererste zur Forschung an Ferromagnet-Halbleiter-Nanodrähten, welche die gewünschte Stabmagnetisierung realisieren konnte. Das stärkste magnetische Signal zeigten hierbei Säulen einer Wachstumstemperatur von  $100^\circ\text{C}$ . Diese nach beliebigen nano- oder mikrometerlangen Stabmagnete sind entsprechend der GaAs-Nanodraht-Trägerstruktur senkrecht zur Substratoberfläche orientiert und stellen somit eine Alternative zur Werkstoffherstellung einer leichten magnetischen Achse entlang der Substratnormalen dar. Sie können mit glatten Grenz- und Oberflächen, einem sechseckigen Querschnitt und gleichmäßigen, geschlossenen Hüllen jedweder gewünschten Dicke hergestellt werden. Dabei zeigen sie bis zu einer Wachstumstemperatur von maximal  $200^\circ\text{C}$  die für  $\text{Fe}_3\text{Si}$  typischen magnetischen Eigenschaften. Mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelte GaAs-Nanosäulen sind somit nachweislich vielversprechende Nanostrukturen für neuartige, zukunftsgerichtete Bauteile der Spintronik und der magnetischen Datenspeicherung.

Als Ausblick bleibt schließlich zu klären, inwiefern die hier vorgestellten Nanodrahtstrukturen für die in Kapitel 6 genannten zukunftssträchtigen Bauteile aufgrund ihrer elektronischen Eigenschaften geeignet sind und inwieweit sie mit bereits bekannten planaren Strukturen konkurrieren können.



## A. Übersicht der Proben und Wachstumsbedingungen

Im Folgenden werden die hier untersuchten Proben und ihre jeweiligen Parameter des MBE-Wachstums aufgelistet. Dem besseren Verständnis halber sind sie in thematischen Gruppen zusammengefasst und dort anhand der Länge der Trägerstruktur klassifiziert, dadurch sind die Probennummern nicht fortlaufend und es tauchen einige Proben doppelt auf.

### A.1. Kalibrierung der $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Stöchiometrie

Die Stöchiometrie des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  wurde anhand planarer Schichten auf unverkippten, semi-isolierenden GaAs(001)-2-Zoll-Substraten von *Wafer Technology* mittels XRD kalibriert. Da GaAs und  $\text{Fe}_3\text{Si}$  gitterangepasst sind, wurden hierzu  $\omega$ - $2\theta$ -Kurven um den Reflex GaAs(004)/ $\text{Fe}_3\text{Si}$ (004) aufgenommen und die Temperatur der Si-Zelle solange angepasst bis der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ (004) Reflex genau auf dem GaAs(004) zu liegen kam. Aus den Nebenmaxima, verursacht durch Beugung an den glatten  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Grenz- und Oberflächen, konnte dabei zugleich die Schichtdicke und somit die Wachstumsrate des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ermittelt werden. Die Wachstumsbedingungen der GaAs-Pufferschicht, die in der Wachstumskammer für Gruppe-III-Arsenide aufgebracht wurde, sind hier nicht erfasst. Die Tabelle A.1 bezieht sich ausschließlich auf die Wachstumskammer für ferromagnetische Metalle.

Probe	$T_{\text{sub}}$ in °C	$t$ in h	$T_{\text{Fe}}$ in °C	$T_{\text{Si}}$ in °C	$R$ in nm/h
M53533	200	3	1335	1395	
M53544	200	3	1335	1370	18
M53545	200	3	1335	1350	16
M53558	200	3	1335	1363	18

**Tabelle A.1:** Proben zur Kalibrierung der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Stöchiometrie

## A.2. Temperaturserien

Hier sind nun alle Proben aufgelistet, bei denen der GaAs-Nanosäulen-Kern bei verschiedenen Temperaturen ( $T_{sub}$ ) mit  $Fe_3Si$  ummantelt wurde. Die Wachstumsraten und das V/III-Verhältnis beziehen sich auf die Rate in nm/h, mit welcher eine planare GaAs-Schicht unter gleichen Bedingungen wachsen würde, und das dabei bereitgestellte Flussverhältnis von As ( $F_{As}$ ) zu Ga ( $F_{Ga}$ ). Des weiteren meint die Spalte  $>R$  in nm/h< der folgenden Tabellen ebenfalls die Rate, mit welcher eine planare  $Fe_3Si$ -Schicht unter gleichen Bedingungen wachsen würde. Die Spalten  $>T_{Fe}$  in °C < und  $>T_{Si}$  in °C < geben die Zelltemperatur von Fe bzw. Si während des Wachstums an.

### A.2.1. 200-nm-lange Nanosäulen

Diese Serie wurde hauptsächlich für TEM-Untersuchungen angefertigt. Die ersten 4 Proben sind auf n-dotierten (As) Si(111)-2-Zoll-Substraten mit nativem Oxid der Firma *Silchem* gefertigt, die restlichen auf ebenfalls n-dotierten (P) Si(111)-2-Zoll-Substraten mit nativem Oxid der Firma *CrysTec*.

Während des ersten Wachstumsschrittes in der MBE-Kammer für III-Arsenide wurde nach dem VLS-Mechanismus mit Ga-Tropfen auf dünnem Si-Oxid die GaAs-Nanodraht-Trägerstruktur hergestellt. Hierbei wurde ein V/III-Verhältnis von 1,0 und eine Rate von 100 nm/h verwendet. Die Wachstumstemperatur betrug 620 °C und die Dauer für diese Serie 13 min.

Probe	$T_{sub}$ in °C	$t$ in h	$T_{Fe}$ in °C	$T_{Si}$ in °C	$R$ in nm/h
M53324					
M53325	100	3	1335	1405	23
M53326	150	3	1335	1405	23
M53327	200	3	1335	1405	23
M53334	250	3	1335	1405	23
M53335	300	3	1335	1405	23
M53336	350	3	1335	1405	23

**Tabelle A.2:** Bei verschiedenen Temperaturen mit  $Fe_3Si$  ummantelte 200-nm-lange Nanodrähte.

### A.2.2. 1- $\mu\text{m}$ -lange Nanosäulen

Die hier gelisteten Proben wurden sämtlich auf p-dotierten (B) Si(111)-2-Zoll-Substraten der Firma *Silchem* gefertigt. Das native Oxid wurde am PDI von *Dr. Emmanouil Dimakis* und *Dr. Claudio Somaschini* chemisch basierend auf den Arbeiten von Breuer<sup>[9]</sup> präpariert.

Für diese Serie wurde die GaAs-Nanodraht-Trägerstruktur im ersten Schritt in der MBE-Kammer für III-Arsenide bei einer Rate von 200 nm/h und einem V/III-Verhältnis von 2,4 hergestellt. Die Wachstumstemperatur betrug 570 °C und die Dauer für diese Serie 30 min.

Probe	$T_{sub}$ in °C	$t$ in h	$T_{Fe}$ in °C	$T_{Si}$ in °C	$R$ in nm/h
M53241					
M53221	100	3	1335	1395	23
M53220	150	3	1335	1395	23
M53219	200	3	1335	1395	23
M53218	250	3	1335	1395	23
M53222	300	3	1335	1395	23
M53223	350	3	1335	1395	23

**Tabelle A.3:** Bei verschiedenen Temperaturen mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelte 1- $\mu\text{m}$ -lange Nanodrähte.

### A.2.3. 10- $\mu\text{m}$ -lange Nanosäulen

Diese Serie wurde auf n-dotierten (P) Si(111)-2-Zoll-Substraten mit nativem Oxid der Firma *CrysTec* gefertigt.

Während des ersten Wachstumsschrittes in der MBE-Kammer für III-Arsenide wurde die GaAs-Nanodraht-Trägerstruktur bei einer Rate von 200 nm/h und einem V/III-Verhältnis von 10,0 hergestellt. Die Wachstumstemperatur betrug 600 °C und die Dauer für diese Serie 5 h.

Probe	$T_{sub}$ in °C	$t$ in h	$T_{Fe}$ in °C	$T_{Si}$ in °C	$R$ in nm/h
M53768					
M53760	15	3	1335	1363	18
M53754	50	3	1335	1363	18
M53747	100	3	1335	1363	18
M53749	150	3	1335	1363	18
M53750	200	3	1335	1363	18
M53751	250	3	1335	1363	18
M53752	300	3	1335	1363	18
M53753	350	3	1335	1363	18

**Tabelle A.4:** Bei verschiedenen Temperaturen mit  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ummantelte 10- $\mu\text{m}$ -lange Nanodrähte.



### A.2.4. Planare Vergleichsschichten

Als Vergleichsproben für verschiedene Untersuchungen wurden planare Fe<sub>3</sub>Si-Schichten auf Si(111) Substraten mit nativem Oxid gefertigt. Die Substrate der ersten beiden Proben sind n-dotierte (P) 2-Zoll-Wafer von *CrysTec*, das folgende ist ein n-dotierter (As) 2-Zoll-Wafer von *Silchem* und die weiteren sind p-dotierte (B) 2 Zoll Wafer von *CrysTec*.

Um realistische Vergleichsproben herzustellen wurden für diese Serie alle Proben für 1 h bei 600 °C in der MBE-Kammer für III-Arsenide getempert.

Probe	$T_{sub}$ in °C	$t$ in h	$T_{Fe}$ in °C	$T_{Si}$ in °C	$R$ in nm/h
M53811	15	3	1335	1363	18
M53809	50	3	1335	1363	18
M53323	100	3	1335	1405	23
M53658	150	3	1335	1363	18
M53660	200	3	1335	1363	18
M53663	250	3	1335	1363	18
M53666	300	3	1335	1363	18
M53669	350	3	1335	1363	18

**Tabelle A.5:** Fe<sub>3</sub>Si-Schichten, gewachsen bei verschiedenen Temperaturen auf Si(111) Substraten mit nativem Oxid.

### A.3. Serie der Schichtdicke

Hauptsächlich für magnetische Charakterisierungen wurden 10-µm-lange Nanosäulen verschieden lang mit Fe<sub>3</sub>Si umhüllt, woraus sich eine unterschiedlich dicke Nanosäulen-Hülle ergibt. Die hier verwendeten Substrate sind n-dotierte (P) Si(111) 2-Zoll-Substrate mit nativem Oxid von *CrysTec*.

Während des ersten Wachstumsschrittes in der MBE-Kammer für III-Arsenide wurde die GaAs-Nanodraht-Trägerstruktur bei einer Rate von 200 nm/h und einem V/III-Verhältnis von 10,0 hergestellt. Die Wachstumstemperatur betrug 600 °C und die Dauer für diese Serie 5 h.

Probe	$T_{sub}$ in °C	$t$ in h	$T_{Fe}$ in °C	$T_{Si}$ in °C	$R$ in nm/h
M53768					
M53759	15	0,75	1335	1363	18
M53757	15	1,5	1335	1363	18
M53760	15	3	1335	1363	18
M53767	15	6	1335	1363	18

**Tabelle A.6:** 10-µm-lange Nanodrähte mit verschieden dicken Fe<sub>3</sub>Si-Hüllen.

## B. Epitaktische Fe<sub>3</sub>Si-Schichten auf GaAs(111)B

Um eine zusätzliche, epitaktische Referenz zu den in der vorliegenden Arbeit behandelten und größtenteils polykristallinen Fe<sub>3</sub>Si-Schichten zu haben, wurden noch drei Proben von epitaktischem Fe<sub>3</sub>Si auf hochreinen GaAs(111)B-Substraten hergestellt. Die Parameter des MBE-Wachstums dieser Schichten finden sich in Tabelle B.1.

Probe	$T_{sub}$ in °C	$t$ in h	$T_{Fe}$ in °C	$T_{Si}$ in °C	$R$ in nm/h
M53851	100	3	1335	1365	18
M53856	200	3	1335	1365	18
M53859	350	3	1335	1365	18

**Tabelle B.1:** Epitaktische Fe<sub>3</sub>Si-Schichten auf GaAs(111)B.

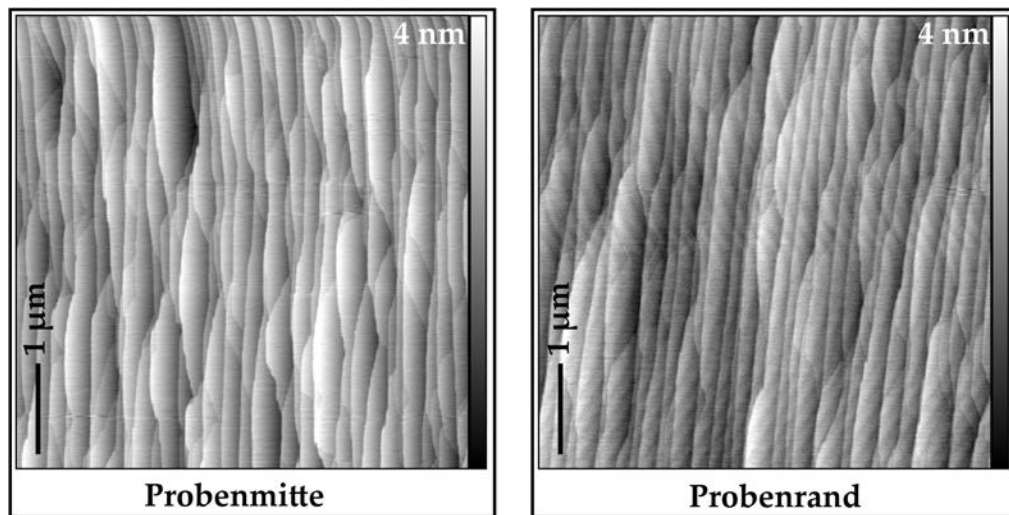
## B.1. Optimiertes $\text{GaAs}(111)\text{B}$ -Puffer

Zuvor wurden ausgehend von bereits vorhandener Expertise zum  $\text{GaAs}(111)$ -Wachstum Bedingungen gesucht, unter denen sich eine optimal glatte  $(111)\text{GaAs}$ -Pufferschicht mit atomaren Stufen ausbildet. Das MBE-Rezept für ein solches  $\text{GaAs}(111)$ -Puffer ist in der Tabelle B.2 von Probe M53777 zusammengefasst.

Oxiddesorption					
				$T_{sub}$ in °C	$F_{As}$ in s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup>
				580	1,16 · 10 <sup>15</sup>
Gepulstes Wachstum von 207,5 nm GaAs					
	$R$ in nm/h	$V/III$ -Flussverhältnis	$t$ in s	$T_{sub}$ in °C	$F_{As}$ in s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup>
50 ×	500	3,75	30	640	1,16 · 10 <sup>15</sup>
			60	640	1,16 · 10 <sup>15</sup>
Tempern					
			$t$ in s	$T_{sub}$ in °C	$F_{As}$ in s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup>
			2700	640	2,16 · 10 <sup>15</sup>
Abkühlen					
					$F_{As}$ in s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup>
					2,16 · 10 <sup>15</sup>

**Tabelle B.2:** Rezept für ein optimales  $\text{GaAs}(111)$ -Pufferwachstum.

AFM-Aufnahmen in Abbildung B.1 bestätigen ein glattes Pufferwachstum. Einzelne,

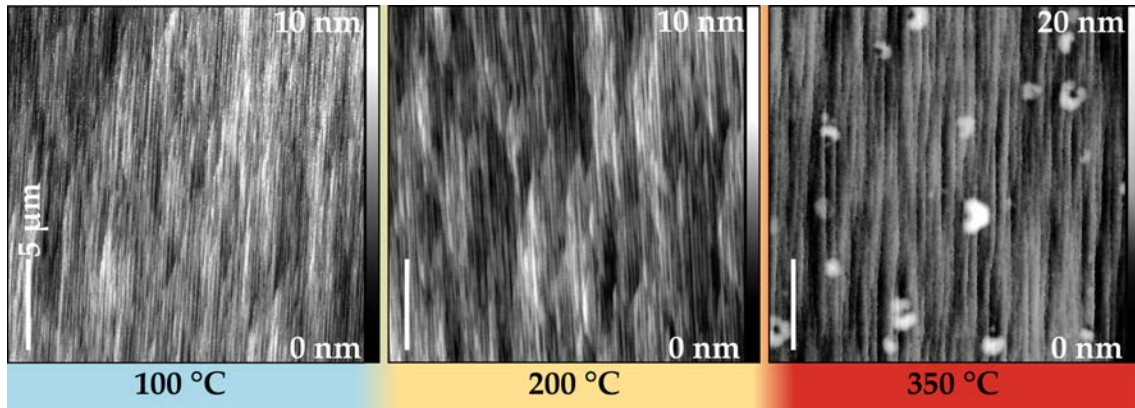


**Abbildung B.1:** AFM-Aufnahmen von M53777 aus Probenmitte und Probenrand. Die Höhenskala umfasst stets eine Spanne von 0 bis 4 nm.

atomare Stufen sind gut zu erkennen. Die mittlere quadratische Rauigkeit des Puffers beträgt  $5,67 \text{ \AA}$  in der Probenmitte und  $5,84 \text{ \AA}$  im Probenrand.

## B.2. Morphologie

Auch nach dem Wachstum von rund 54 nm Fe<sub>3</sub>Si sind diese atomaren Stufen unabhängig von den hier verwendeten Temperaturen immer noch deutlich sichtbar, wie AFM-Untersuchungen dargestellt in Abbildung B.2 zeigen. Einzig bei einer Temperatur von



**Abbildung B.2:** AFM-Aufnahmen aus der Mitte der in Tabelle B.1 enthaltenen Proben. Die Höhenskala umfasst für 100 und 200 °C eine Spanne von 0 bis 10 nm und für 350 °C 0 bis 20 nm. Die Skala beträgt in allen Bildern 5 µm.

350 °C ergeben sich zusätzlich auf der sehr glatten Probenoberfläche erhöhte, ringförmige Strukturen.

Dass die Fe<sub>3</sub>Si-Schichten bis 200 °C ähnlich ebene Oberflächen wie die GaAs(111)-Ausgangsfläche bilden, bestätigen die in Tabelle B.3 aufgeführten rms-Rauigkeiten der

	Puffer	100 °C	200 °C	350 °C
rms-Rauigkeit	5,7 Å	10,8 Å	9,9 Å	19,6 Å

**Tabelle B.3:** Epitaktische Fe<sub>3</sub>Si-Schichten auf GaAs(111)B.

AFM-Aufnahmen in Abbildung B.2. Bei 350 °C raut sich die Fe<sub>3</sub>Si-Schicht aufgrund der hohen, ringförmigen Defekte merklich auf.

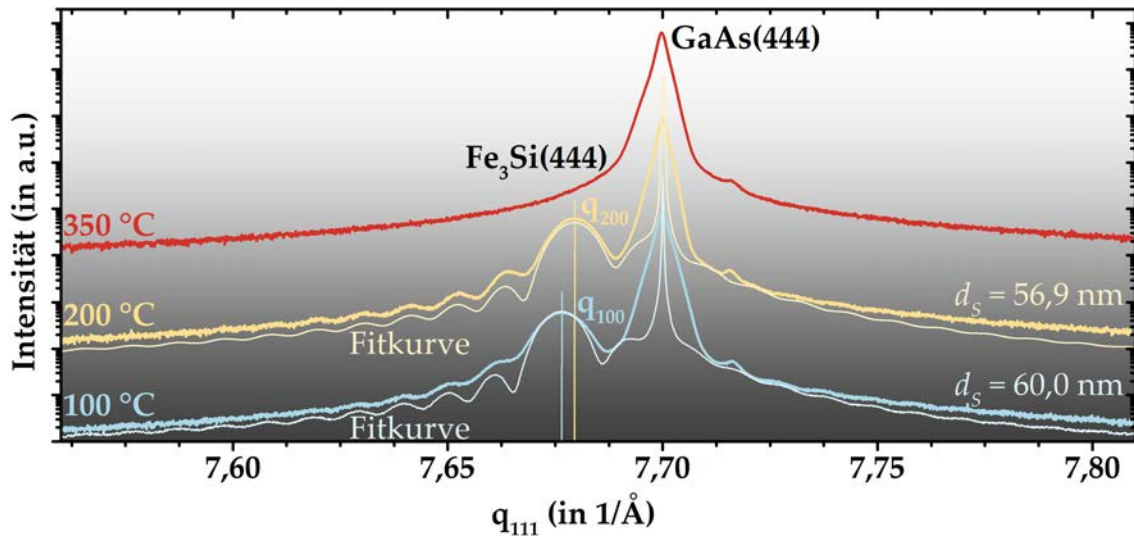
## B.3. Kristallstruktur

Analog zu den im Haupttext untersuchten Proben wurden auch hier XRD-Messungen in  $\omega$ -2 $\theta$ - und 2 $\theta$ -Geometrie durchgeführt. In den 2 $\theta$ -Kurven (hier nicht gezeigt) wurden bei keiner der drei Temperaturen Reflexe beobachtet. Polykristalline Beiträge in den Fe<sub>3</sub>Si-Schichten können entgegen vergleichbarer Filme auf Si-Oxid/Si(111)-Substraten somit nahezu ausgeschlossen werden.

Das epitaktische Fe<sub>3</sub>Si hingegen ist für 100 und 200 °C in den  $\omega$ -2 $\theta$ -Messungen der Abbildung B.3 deutlich zu erkennen. Es wurde darauf verzichtet, die gesamte Kurve vom (111)- bis (444)-Reflex zu zeigen. Um exemplarisch die relevanten Details der Messungen zu demonstrieren, ist hier nur ein Ausschnitt der  $\omega$ -2 $\theta$ -Kurve um den GaAs(444)-Reflex dargestellt. Das Beugungsmaximum liegt für 100 °C bei  $q_{100} = 7,676471/\text{\AA}$ , für 200 °C hingegen bei  $q_{200} = 7,679541/\text{\AA}$ . Aus diesen Werten ergibt sich  $\frac{\Delta a}{a}(100) = 0,306\%$  und  $\frac{\Delta a}{a}(200) = 0,266\%$  mit der Gitterkonstante

$a = 5,65342 \text{ \AA}$  des stöchiometrischen Fe<sub>3</sub>Si. Nach Herfort *et al.*<sup>[49]</sup> berechnet sich der Si-Anteil  $x$  in den hier vorliegenden Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>-Phasen somit zu  $x_{100} = (20,5 \pm 2,2) \text{ at. \% Si}$  bzw.  $x_{200} = (21,3 \pm 2,2) \text{ at. \% Si}$ . Das Fe<sub>3</sub>Si der Schichten ist bei Wachstumstemperaturen um 100 °C leicht Fe-reicher als bei Temperaturen um 200 °C, obwohl die Materialflüsse bei beiden Proben nominell gleich eingestellt waren.

Für die Temperaturen 100 und 200 °C lassen sich weiterhin charakteristische Dickenoszillationen erkennen. In Übereinstimmung mit den AFM-Untersuchungen spricht dies für sehr glatte Ober- und Grenzflächen. Sowohl die Oszillationen als auch die Schichtreflexe wurden durch eine Fitkurve angepasst, welche, wie im Bild angegeben,



**Abbildung B.3:**  $\omega$ -2 $\theta$ -Kurven um den GaAs(444)-Reflex der XRD an planaren Fe<sub>3</sub>Si-Schichten, hergestellt bei verschiedenen Temperaturen auf GaAs(111)B-Substraten. Der Reflex des Fe<sub>3</sub>Si liegt für 100 °C bei niedrigeren  $q$ -Werten als für 200 °C. Die eingezeichneten Fitkurven des Schichtreflexes und der Dickenoszillationen ergeben die Werte rechts im Bild. Für 350 °C sind hingegen die Dickenoszillationen als auch der Fe<sub>3</sub>Si-Reflex verschwunden.

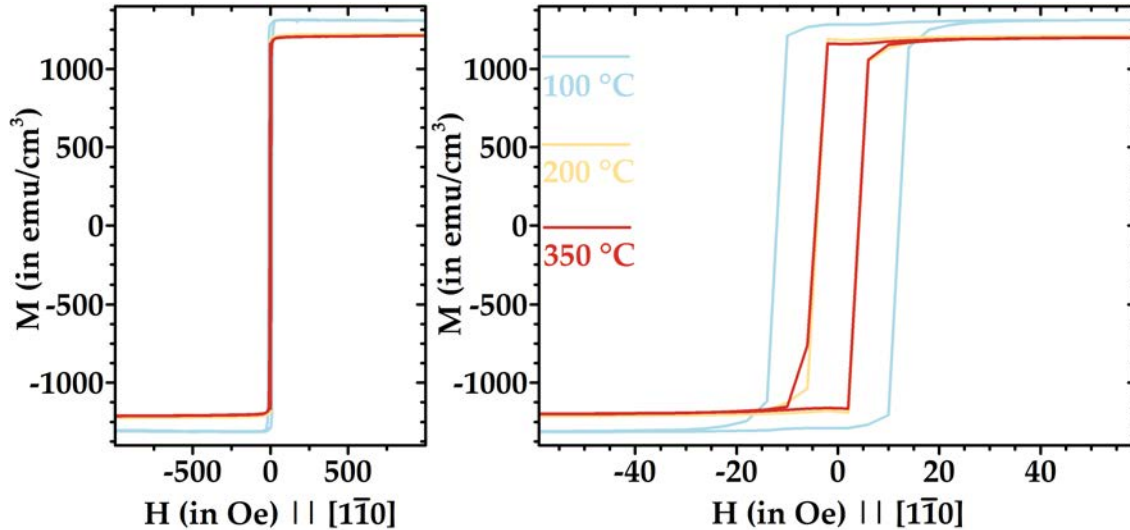
für die Schichtdicke  $d_s(100) = 60,0 \text{ nm}$  und  $d_s(200) = 56,9 \text{ nm}$  liefert. Dies stimmt gut mit den nominell abgeschiedenen 54 nm Fe<sub>3</sub>Si überein. Hier gilt es zu beachten, dass diese Proben sehr viel später als die im Haupttext behandelten hergestellt wurden. Da während dieser Zeit die Fe- und Si-Flüsse leicht sanken, wird im Haupttext von einer nominell abgeschiedenen planaren Schichtdicke von rund 70 nm ausgegangen.

Aufgrund von erheblichen Grenzflächenreaktionen sind in  $\omega$ -2 $\theta$  bei Wachstumstemperaturen um 350 °C keine Reflexe des Fe<sub>3</sub>Si mehr zu beobachten. Gleichzeitig verschwinden durch raue Grenz- und Oberflächen auch die Dickenoszillationen. Die gesamte  $\omega$ -2 $\theta$ -Kurve, von GaAs(111) bis GaAs(444), dieser Temperatur enthält jedoch zwei zusätzliche, für Fe<sub>3</sub>Si unbekannte Beugungsmaxima. Sie sind den Reaktionsprodukten der Interdiffusionsprozesse an der Grenzfläche zuzuordnen. Diese hier nicht gezeigten Reflexe liegen bei  $q = 2,50 \pm 0,01 \text{ 1/\AA}$  und  $q = 4,980 \pm 0,009 \text{ 1/\AA}$ . Sie stimmen mit den dokumentierten Reflexen (002) und (004) des Fe<sub>3</sub>Ga<sub>2-x</sub>As<sub>x</sub> überein,<sup>[392]</sup> können jedoch auch durch As-reiche Fe-Verbindungen erklärt werden.<sup>[256]</sup>

## B.4. Magnetische Eigenschaften

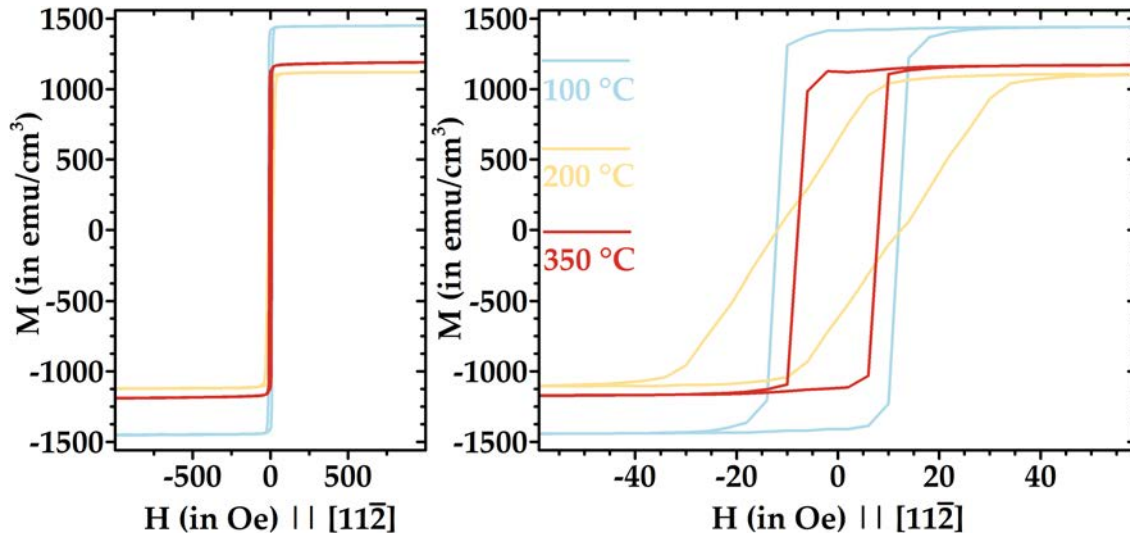
Die magnetischen Eigenschaften dieser Schichten wurden mittels Magnetometrie untersucht.

Abbildung B.4 zeigt den  $M$ - $H$ -Kurvenverlauf für ein externes Magnetfeld parallel zur



**Abbildung B.4:** Magnetisches Moment der Proben A, B und C über dem externen Magnetfeld parallel zur  $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Das linke Diagramm zeigt den Kurvenverlauf bis zur Sättigung in hohen Feldern, das rechte die Hysterese bei kleinen Feldern.

in der Schichtebene liegenden  $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Unabhängig von der Temperatur stellt



**Abbildung B.5:** Magnetisches Moment der Proben A, B und C über dem externen Magnetfeld parallel zur  $[11\bar{2}]$ -Richtung. Das linke Diagramm zeigt den Kurvenverlauf bis zur Sättigung in hohen Feldern, das rechte die Hysterese bei kleinen Feldern.

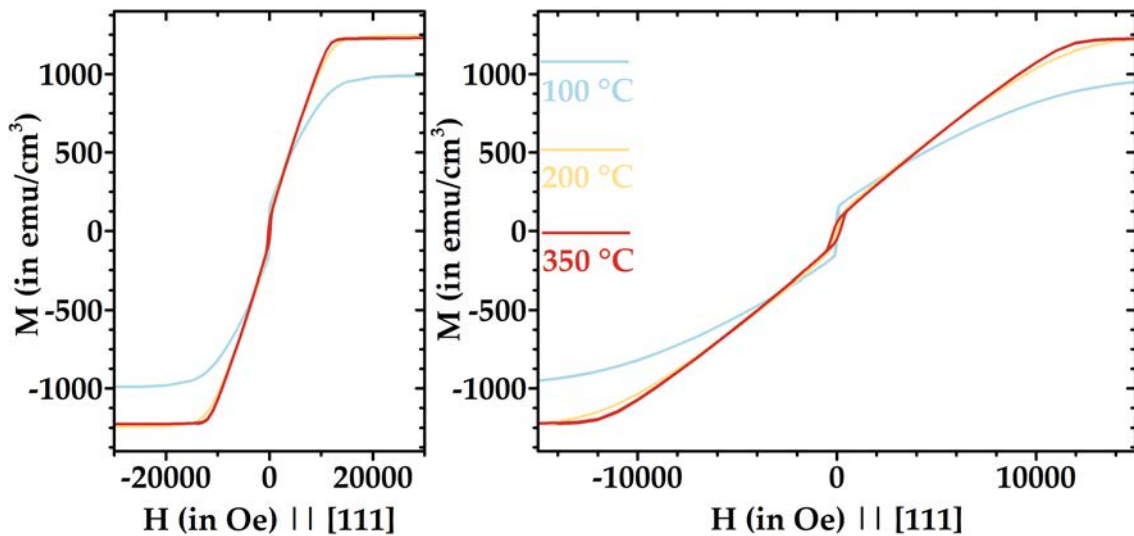
diese Richtung eine leichte magnetische Achse mit rechteckiger Hysterese und  $M_R \simeq$



$M_S$  dar. Das Koerzitivfeld liegt für  $100^\circ\text{C}$  bei 12 Oe, was etwa doppelt so groß ist wie dasjenige für  $200$  und  $350^\circ\text{C}$ . Im Vergleich mit der Literatur<sup>[49,233,270,281,393]</sup> sind derartig niedrige Koerzitivfelder typisch für glatte und qualitativ hochwertige  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schichten.

Die  $M$ - $H$ -Kurven entlang der ebenfalls in der Schicht liegenden  $[11\bar{2}]$ -Richtung sind in Abbildung B.5 dargestellt. Für  $100$  und  $350^\circ\text{C}$  findet sich auch hier eine nahezu rechteckige Hysterese mit  $M_R \simeq M_S$ . Die Koerzitivfelder der jeweiligen Kurven belaufen sich auf rund 12 Oe bei  $100$  und rund 8 Oe bei  $350^\circ\text{C}$ . Die bei  $200^\circ\text{C}$  hergestellte Schicht hingegen zeigt keine rechteckige, leichte Achse, sondern anisotropes Verhalten entlang der  $[11\bar{2}]$ -Richtung. Die Remanenz liegt bei ca.  $625 \text{ emu/cm}^3$  und beträgt somit nur rund 56 % der Sättigungsmagnetisierung. Das Anisotropiefeld liegt im Bereich von nur 50 Oe und fällt damit deutlich geringer aus als übliche Felder schwerer magnetischer Achsen des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ . Letztere bewegen sich in der Literatur im Bereich von 100 bis 300 Oe.<sup>[49,233,270,281,393]</sup> Darüber hinaus ist auch hier eine breite Hysterese mit einem Koerzitivfeld von rund 12 Oe zu beobachten.

Entlang der senkrecht zur Schichtebene liegenden  $[111]$ -Richtung hingegen zeigen die Schichten unabhängig von der Temperatur ein magnetisch anisotropes Verhalten. Dargestellt sind die Magnetisierungskurven hier in Abbildung B.6. Die durch die For-

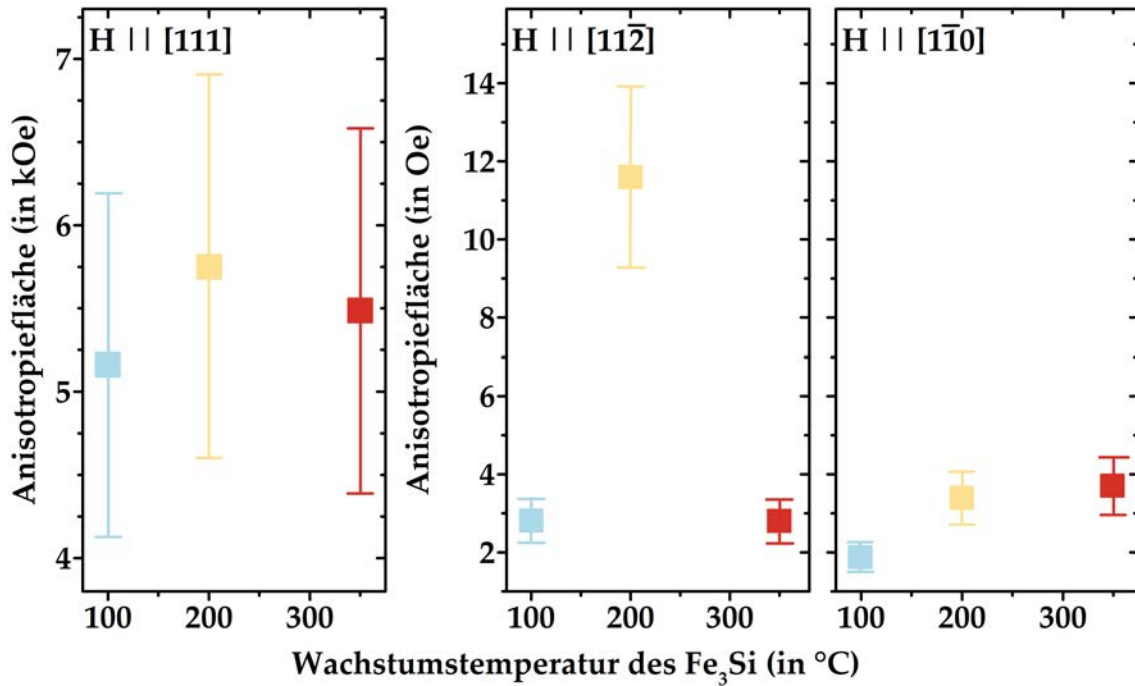


**Abbildung B.6:** Magnetisches Moment der Proben A, B und C über dem externen Magnetfeld parallel zur  $[111]$ -Richtung. Das linke Diagramm zeigt den Kurvenverlauf bis zur Sättigung in hohen Feldern, das rechte die Hysterese bei kleinen Feldern.

manisotropie hervorgerufenen Anisotropiefelder liegen bei 20 kOe für  $100$  und 15 kOe für  $200$  und  $350^\circ\text{C}$ . Alle Kurven sind im niedrigen Feldverlauf durch eine Hysterese gekennzeichnet. Diese wird einer leichten Verkipfung der Proben während der Messung zugeschrieben.

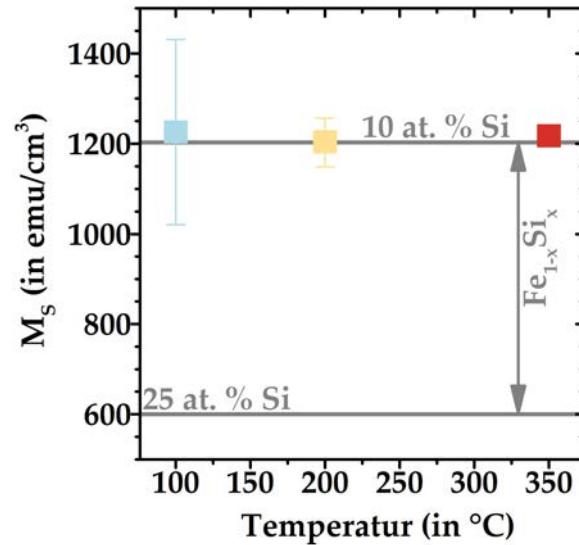
Eine Auswertung der magnetischen Anisotropieenergie entsprechenden Flächen der Hysteresekurven analog zu dem im Haupttext beschriebenen Vorgehen ergibt das in Abbildung B.7 dargestellte Bild. Die  $[111]$ -Richtung ist durch die Formanisotropie unabhängig von der Temperatur eine magnetisch sehr schwere Achse mit einer Anisotropiefeldfläche zwischen 5 und 6 kOe. In den in der Schichtebene liegenden Richtungen zeigt das  $\text{Fe}_3\text{Si}$  bei  $100$  und  $350^\circ\text{C}$  ein nahezu magnetisch isotropes Verhalten mit sehr leichten Achsen. Die Flächen befinden sich hier im Bereich von 1,5 bis 4 Oe. Einzig

bei 200 °C kann eine magnetische Anisotropie in der Schichtebene beobachtet werden. Dabei kommt die leichte Achse parallel zur  $[1\bar{1}0]$ - mit  $A_{aniso} \simeq 3,5 \text{ Oe}$ , die schwere



**Abbildung B.7:** Größe der gemessenen Anisotropiefeldfläche für die drei Kristallrichtungen  $[111]$ ,  $[112]$  und  $[1\bar{1}0]$  der Schichten einer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur von 100, 200 und 350 °C.

hingegen entlang der  $[112]$ -Richtung mit  $A_{aniso} \simeq 11,5 \text{ Oe}$  zu liegen.



**Abbildung B.8:** Abhängigkeit des magnetischen Moments in der Sättigung pro Volumen von der  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur.

Das magnetische Sättigungsmoment ist schließlich in Abbildung B.8 über der Temperatur aufgetragen. Alle drei Schichten zeigen ein Moment von rund  $1200 \text{ emu}/\text{cm}^3$ . Dies

### *B. Epitaktische Fe<sub>3</sub>Si-Schichten auf GaAs(111)B*

liegt am oberen Ende der in der Literatur angegebenen Werte für die Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>-Phase, welche im Bild grau eingetragen sind.<sup>[40,281]</sup> Bemerkenswert ist, dass auch die Schicht, hergestellt bei 350 °C, ein ebenso hohes Sättigungsmoment besitzt wie diejenigen bei 100 und 200 °C. Grenzflächenreaktionen und die dabei gebildeten Reaktionsprodukte wie Fe-Ga- oder Fe-As-Verbindungen mit sehr viel geringerem Moment als Fe<sub>3</sub>Si sind deshalb für die (111)-orientierte Schicht bei 350 °C noch zu vernachlässigen. Die Interdiffusionsprozesse spielen somit im Vergleich zu (001)-orientierten Schichten<sup>[40,281]</sup> sowie zu denjenigen Proben aus dem Haupttext hier eine sehr viel weniger dominante Rolle.

## C. Abschätzung der Sättigungsmagnetisierungen

Für die aus der Geometrie der Probenkonfigurationen A, B und C, so wie sie in Kapitel 5.1 eingeführt wurden, berechneten absoluten Sättigungsmagnetisierungen  $M_S$  in  $\text{emu}/\text{cm}^3$  wurden die hier folgenden Werte und Formeln verwendet.

$d_S$	Dicke der planaren $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht und der parasitären Schicht zwischen den Nanosäulen, abgeschätzt durch REM- und TEM-Analysen. $d_S = 70 \text{ nm}$
$r$	Radius der GaAs-Kernsäulen, ermittelt aus REM-Aufnahmen. $r = (25 - 50) \text{ nm}$
$d_H$	Dicke der $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Nanosäulen-Hüllen, verifiziert durch TEM-Untersuchungen. $d_H = (14 - 21) \text{ nm}$
$R$	Gesamtradius der mit $\text{Fe}_3\text{Si}$ ummantelten GaAs-Nanosäulen. $R = r + d_H = (39 - 71) \text{ nm}$
$\varrho_{NW}$	Dichte der Nanosäulen, ermittelt aus REM-Aufnahmen, in Anzahl pro Fläche. $\varrho_{NW} = (1 - 9) \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$
$L$	Länge der Nanosäulen, abgeschätzt durch REM-Analysen. $L = 1000 \text{ nm}$
$X_{ps}$	Geometrischer Korrekturfaktor zur Berechnung des Volumens der parasitären Schicht zwischen den Nanosäulen (Probe B). $X_{ps} = (142925 - 144923) \text{ cm}^{-1}$

$$X_{ps} = \frac{1}{d_S - \varrho_{NW} \pi R^2 d_S} \quad (\text{C.1})$$

$X_{NW}$	Geometrischer Korrekturfaktor zur Berechnung des Volumens der parasitären Schicht zwischen den Nanosäulen und der $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Hüllen (Probe A). $X_{NW} = (129560 - 142285) \text{ cm}^{-1}$
----------	---

$$X_{NW} = \frac{1}{d_S + \varrho_{NW} \pi L (R^2 - r^2)} \quad (\text{C.2})$$

### C. Abschätzung der Sättigungsmagnetisierungen

---

$V_{ps}/A$	Volumen der parasitären Schicht, normiert auf die Grundfläche. $V_{ps}/A = (6,9 - 7) \cdot 10^{-6} \text{ cm}$
------------	---

---

$$V_{ps}/A = d_S - \varrho_{NW} \pi R^2 d_S \quad (\text{C.3})$$

---

$V_H/A$	Volumen der Nanosäulen-Hüllen, normiert auf die Grundfläche. $V_H/A = (0,32 - 8,2) \cdot 10^{-7} \text{ cm}$
---------	---

---

$$V_H/A = \varrho_{NW} \pi R^2 d_S + \varrho_{NW} \pi L (R^2 - r^2) \quad (\text{C.4})$$


---

Ein geschätztes Verhältnis der Volumina von Nanosäulen-Hüllen zu parasitärer  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Schicht  $V_H/V_{ps}$  von rund 0,5 bis ca. 12 % ergibt sich aus diesen Werten. Die Sättigungsmagnetisierung ( $M_S$  in  $\text{emu}/\text{cm}^3$ ) berechnet sich aus den mittels SQUID gemessenen Momenten in der Sättigung ( $m/A$  in  $\text{emu}/\text{cm}^2$ ) für die drei Probenkonfigurationen wie folgt.

$$M_S(\text{ProbeA}) = \frac{m}{A} \cdot X_{NW} \quad (\text{C.5})$$

$$M_S(\text{ProbeB}) = \frac{m}{A} \cdot X_{ps} \quad (\text{C.6})$$

$$M_S(\text{ProbeC}) = \frac{m}{A} \cdot \frac{1}{d_S} \quad (\text{C.7})$$

Für die Sättigungsmagnetisierung der Differenz in den gemessenen Momenten der Sättigung von Probe A und Probe B,  $m/A_{Diff} = m/A(\text{ProbeA}) - m/A(\text{ProbeB})$ , ergibt sich schließlich

$$M_S(Diff) = \frac{m}{A_{Diff}} \cdot \frac{A}{V_H}. \quad (\text{C.8})$$

#### C.1. Werte bei 100 °C Wachstumstemperatur

Für eine  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur von 100 °C der drei Probenkonfigurationen wurden die hier folgenden Werte gemessen und berechnet.

	$m/A$ in $\text{emu}/\text{m}^2$	$A$ in $\text{emu}/\text{cm}^2$	$M_S$ in $\text{emu}/\text{cm}^3$
Probe A	$97 \pm 5$	$0,0097 \pm 0,0005$	$1318 \pm 300$
Probe B	$96 \pm 2$	$0,0096 \pm 0,0002$	$1382 \pm 200$
Probe C	$67 \pm 1$	$0,0067 \pm 0,0001$	$957 \pm 100$

**Tabelle C.1:** Berechnung der Sättigungsmagnetisierungen der drei Probenkonfigurationen für eine  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Wachstumstemperatur von 100 °C.

Aus der Differenz von Probe A und B ergibt sich ein Moment von  $M_S(Diff) = (122 - 3175) \text{ emu}/\text{cm}^3$ .

## C.2. Werte bei 200 °C Wachstumstemperatur

Für eine Fe<sub>3</sub>Si-Wachstumstemperatur von 200 °C der drei Probenkonfigurationen wurden die hier folgenden Werte gemessen und berechnet.

	m/A in emu/m <sup>2</sup>	A in emu/cm <sup>2</sup>	M <sub>S</sub> in emu/cm <sup>3</sup>
Probe A	54,8 ± 0,7	0,00548 ± 0,00007	745 ± 100
Probe B	50 ± 5	0,0050 ± 0,0005	720 ± 200
Probe C	43 ± 4	0,0043 ± 0,0004	614 ± 60

**Tabelle C.2:** Berechnung der Sättigungsmagnetisierungen der drei Probenkonfigurationen für eine Fe<sub>3</sub>Si-Wachstumstemperatur von 200 °C.

Aus der Differenz von Probe A und B ergibt sich ein Moment von  $M_S(Diff) = (587 - 15241) \text{ emu/cm}^3$ .

## C.3. Werte bei 300 °C Wachstumstemperatur

Für eine Fe<sub>3</sub>Si-Wachstumstemperatur von 300 °C der drei Probenkonfigurationen wurden die hier folgenden Werte gemessen und berechnet.

	m/A in emu/m <sup>2</sup>	A in emu/cm <sup>2</sup>	M <sub>S</sub> in emu/cm <sup>3</sup>
Probe A	47 ± 3	0,0047 ± 0,0003	639 ± 200
Probe C	36,72 ± 0,08	0,003672 ± 0,000008	525 ± 50

**Tabelle C.3:** Berechnung der Sättigungsmagnetisierungen der drei Probenkonfigurationen für eine Fe<sub>3</sub>Si-Wachstumstemperatur von 300 °C.

## C.4. Werte bei 350 °C Wachstumstemperatur

Für eine Fe<sub>3</sub>Si-Wachstumstemperatur von 350 °C der drei Probenkonfigurationen wurden die hier folgenden Werte gemessen und berechnet.

	m/A in emu/m <sup>2</sup>	A in emu/cm <sup>2</sup>	M <sub>S</sub> in emu/cm <sup>3</sup>
Probe A	0,9 ± 0,2	0,00009 ± 0,00002	12 ± 10
Probe B	1,6 ± 0,9	0,00016 ± 0,00009	23 ± 30
Probe C	40,9 ± 0,7	0,00409 ± 0,00007	584 ± 60

**Tabelle C.4:** Berechnung der Sättigungsmagnetisierungen der drei Probenkonfigurationen für eine Fe<sub>3</sub>Si-Wachstumstemperatur von 350 °C.





## D. Skripte zur numerischen Rechnung mittels Nmag

Folgende Skripte wurden zur numerischen Berechnung der in Kapitel 5.2 beschriebenen Objekte verwendet. Sie sind jeweils gekennzeichnet durch die Orientierung der Magnetisierung im Skript und laufen stets über ein Gitternetz namens "mfm.nmesh.h5".

### D.1. $\vec{M} = M(0,0,1)$

```
import nmag
from nmag import SI

# create simulation object (hier erstmal ohne demag-Feld)
sim = nmag.Simulation()

# define magnetic material for magnet = Fe3Si
FeSi = nmag.MagMaterial(name='Fe3Si',
                        Ms=SI(6e5, 'A/m'),
                        llg_damping=SI(0.02),
                        llg_gamma_G=SI(2.210173e5, 'm/A_s'),
                        exchange_coupling=SI(13.0e-12, 'J/m'))

# define magnetic material for luft = Vacuum
Vac = nmag.MagMaterial(name='Vac',
                        Ms=SI(0.001, 'A/m'),
                        exchange_coupling=SI(1e-20, 'J/m'))

# load mesh and define parameter to submeshes: mesh scaled in nm
sim.load_mesh('mfm.nmesh.h5',
              [( 'luft', Vac), ( 'magnet', FeSi)],
              unit_length=SI(1e-9, 'm'))

# set initial magnetisation
sim.set_m([0,0,1])

# Save and display data in a variety of ways
    # save all fields spatially resolved
    # together with average data
sim.save_data(fields='all')

nm = 1e-9

f = open('mfm_phi.csv', 'w')
f.write('z[nm];phi\n')
```

```

for z in range(-45, 46):
    phi = sim.probe_subfield_siv('phi', [0, 0, z * nm ])
    f.write('{0:6d};{1:3.16F}\n'.format(z, phi))
f.close()
print 'mfm_phi.csv_saved'

for x in [10,15,20,30] :
    f = open('mfm_H_total_Vac_{0:d}_nm.csv'.format(x), 'w')
    f.write(';')
    for z in range(-45, 46):
        f.write('{:d};'.format(z))
    f.write('\n')
    for y in range(-30,31) :
        f.write('{:d};'.format(y))
        for z in range(-45, 46):
            h = sim.probe_subfield_siv('
            .....H_total_Vac',[x*nm,y*nm,z*nm])
            f.write('{0:6.12};'.format(h[0]))
        f.write('\n')
    print f.name + 'saved'
    f.close()

```

## D.2. $\vec{M} = M(0,1,0)$

```

import nmag
from nmag import SI

# create simulation object (hier erstmal ohne demag-Feld)
sim = nmag.Simulation()

# define magnetic material for magnet = Fe3Si
FeSi = nmag.MagMaterial(name='Fe3Si',
    Ms=SI(6e5, 'A/m'),
    llg_damping=SI(0.02),
    llg_gamma_G=SI(2.210173e5, 'm/A_s'),
    exchange_coupling=SI(13.0e-12, 'J/m'))

# define magnetic material for luft = Vacuum
Vac = nmag.MagMaterial(name='Vac',
    Ms=SI(0.001, 'A/m'),
    exchange_coupling=SI(1e-20, 'J/m'))

# load mesh and define parameter to submeshes: mesh scaled in nm
sim.load_mesh('mfm.nmesh.h5',
    [('luft', Vac), ('magnet', FeSi)],
    unit_length=SI(1e-9, 'm'))

```

```

# set initial magnetisation
sim.set_m([0,1,0])

# Save and display data in a variety of ways
    # save all fields spatially resolved
    # together with average data
sim.save_data(fields='all')

nm = 1e-9

f = open('mfm_phi.csv', 'w')
f.write('z_nm;_phi\n')
for z in range(-45, 46):
    phi = sim.probe_subfield_siv('phi', [0, 0, z * nm ])
    f.write('{0:_6d};_{{1:_3.16F}}\n'.format(z, phi))
f.close()
print 'mfm_phi.csv_saved'

for subfield in ['H_total_Vac', 'H_demag']:
    for x in [10,15,20,30] :
        f = open('mfm_{0:s}_{1:d}_nm.csv
        .....'.format(subfield, x), 'w')
        f.write('_____;\n')
        for z in range(-45, 46):
            f.write('{:d};'.format(z))
        f.write('\n')
        for y in range(-30,31) :
            f.write('{:d};'.format(y))
            for z in range(-45, 46):
                h = sim.probe_subfield_siv(
                    subfield,[x*nm,y*nm, z*nm])
                f.write('{0:6.12};
                .....'.format(h[0]))
            f.write('\n')
        print f.name + '_saved'
        f.close()

```

### D.3. $\vec{M} = M(1,0,0)$

```

import nmag
from nmag import SI

#create simulation object (hier erstmal ohne demag-Feld)
sim = nmag.Simulation()

# define magnetic material for magnet = Fe3Si
FeSi = nmag.MagMaterial(name='Fe3Si',

```

#### D. Skripte zur numerischen Rechnung mittels Nmag

```

Ms=SI(6e5, 'A/m'),
llg_damping=SI(0.02),
llg_gamma_G=SI(2.210173e5, 'm/A_s'),
exchange_coupling=SI(13.0e-12, 'J/m'))

# define magnetic material for luft = Vacuum
Vac = nmag.MagMaterial(name='Vac',
    Ms=SI(0.001, 'A/m'),
    exchange_coupling=SI(1e-20, 'J/m'))

# load mesh and define parameter to submeshes: mesh scaled in nm
sim.load_mesh('mfm.nmesh.h5',
    [('luft', Vac), ('magnet', FeSi)],
    unit_length=SI(1e-9, 'm'))

# set initial magnetisation
sim.set_m([1,0,0])

# Save and display data in a variety of ways
# save all fields spatially resolved
# together with average data
sim.save_data(fields='all')

nm = 1e-9

f = open('mfm_phi.csv', 'w')
f.write('z[nm];_phi\n')
for z in range(-45, 46):
    phi = sim.probe_subfield_siv('phi', [0, 0, z * nm ])
    f.write('{0:_6d};_1:_3.16F}\n'.format(z, phi))
f.close()
print 'mfm_phi.csv_saved'

for subfield in ['H_total_Vac', 'H_demag']:
    for x in [10,15,20,30] :
        f = open('mfm_{0:s}_{1:d}_nm.csv
        .....'.format(subfield, x), 'w')
        f.write('.....;')
        for z in range(-45, 46):
            f.write('{:d};'.format(z))
        f.write('\n')
        for y in range(-30,31) :
            f.write('{:d};'.format(y))
            for z in range(-45, 46):
                h = sim.probe_subfield_siv(
                    subfield, [x*nm,y*nm,z*nm])
                f.write('{0:6.12};
                .....'.format(h[0]))

```

```

        f.write('\n')
    print f.name + '_saved'
    f.close()

```

D.4.  $\vec{M} = M(1,1,0)$ 

```

import nmag
from nmag import SI

# create simulation object (hier erstmal ohne demag-Feld)
sim = nmag.Simulation()

# define magnetic material for magnet = Fe3Si
FeSi = nmag.MagMaterial(name='Fe3Si',
    Ms=SI(6e5, 'A/m'),
    llg_damping=SI(0.02),
    llg_gamma_G=SI(2.210173e5, 'm/A_s'),
    exchange_coupling=SI(13.0e-12, 'J/m'))

# define magnetic material for luft = Vacuum
Vac = nmag.MagMaterial(name='Vac',
    Ms=SI(0.001, 'A/m'),
    exchange_coupling=SI(1e-20, 'J/m'))

# load mesh and define parameter to submeshes: mesh scaled in nm
sim.load_mesh('mfm.nmesh.h5',
    [('luft', Vac), ('magnet', FeSi)],
    unit_length=SI(1e-9, 'm'))

# set initial magnetisation
sim.set_m([1,1,0])

# Save and display data in a variety of ways
    # save all fields spatially resolved
    # together with average data
sim.save_data(fields='all')

nm = 1e-9

f = open('mfm_phi.csv', 'w')
f.write('z[nm];_phi\n')
for z in range(-45, 46):
    phi = sim.probe_subfield_siv('phi', [0, 0, z * nm ])
    f.write('{0:_6d};_{1:_3.16F}\n'.format(z, phi))
f.close()
print 'mfm_phi.csv_saved'

```



```

for x in [10,15,20,30] :
    f = open('mfm_H_total_Vac_{0:d}_nm.csv'.format(x), 'w')
    f.write('_____;')
    for z in range(-45, 46):
        f.write('{:d};'.format(z))
    f.write('\n')
    for y in range(-30,31) :
        f.write('{:d};'.format(y))
        for z in range(-45, 46):
            h = sim.probe_subfield_siv(
                'H_total_Vac', [x * nm, y * nm, z * nm])
            f.write('{0:_6.12};_'.format(h[0]))
        f.write('\n')
    print f.name + '_saved'
    f.close()

```

## D.5. $\vec{M} = M(0,1,1)$

```

import nmag
from nmag import SI

# create simulation object (hier erstmal ohne demag-Feld)
sim = nmag.Simulation()

# define magnetic material for magnet = Fe3Si
FeSi = nmag.MagMaterial(name='Fe3Si',
    Ms=SI(6e5, 'A/m'),
    llg_damping=SI(0.02),
    llg_gamma_G=SI(2.210173e5, 'm/A_s'),
    exchange_coupling=SI(13.0e-12, 'J/m'))

# define magnetic material for luft = Vacuum
Vac = nmag.MagMaterial(name='Vac',
    Ms=SI(0.001, 'A/m'),
    exchange_coupling=SI(1e-20, 'J/m'))

# load mesh and define parameter to submeshes: mesh scaled in nm
sim.load_mesh('mfm.nmesh.h5',
    [('luft', Vac), ('magnet', FeSi)],
    unit_length=SI(1e-9, 'm'))

# set initial magnetisation
sim.set_m([0,1,1])

# Save and display data in a variety of ways
    # save all fields spatially resolved
    # together with average data

```

```

sim.save_data(fields='all')

nm = 1e-9

f = open('mfm_phi.csv', 'w')
f.write('z_\[nm];_\phi\n')
for z in range(-45, 46):
    phi = sim.probe_subfield_siv('phi', [0, 0, z * nm])
    f.write('{0:_6d};_{1:_3.16F}\n'.format(z, phi))
f.close()
print 'mfm_phi.csv_saved'

for x in [10,15,20,30] :
    f = open('mfm_H_total_Vac_{0:d}_nm.csv'.format(x), 'w')
    f.write('_\n')
    for z in range(-45, 46):
        f.write('{:d};'.format(z))
    f.write('\n')
    for y in range(-30,31) :
        f.write('{:d};'.format(y))
        for z in range(-45, 46):
            h = sim.probe_subfield_siv(
                'H_total_Vac', [x * nm, y * nm, z * nm])
            f.write('{0:_6.12};_'.format(h[0]))
        f.write('\n')
    print f.name + '_saved'
    f.close()

```

D.6.  $\vec{M} = M(1,0,1)$ 

```

import nmag
from nmag import SI

# create simulation object (hier erstmal ohne demag-Feld)
sim = nmag.Simulation()

# define magnetic material for magnet = Fe3Si
FeSi = nmag.MagMaterial(name='Fe3Si',
    Ms=SI(6e5, 'A/m'),
    llg_damping=SI(0.02),
    llg_gamma_G=SI(2.210173e5, 'm/A_s'),
    exchange_coupling=SI(13.0e-12, 'J/m'))

# define magnetic material for luft = Vacuum
Vac = nmag.MagMaterial(name='Vac',
    Ms=SI(0.001, 'A/m'),
    exchange_coupling=SI(1e-20, 'J/m'))

```

#### D. Skripte zur numerischen Rechnung mittels Nmag

```
# load mesh and define parameter to submeshes: mesh scaled in nm
sim.load_mesh('mfm.nmesh.h5',
              [ ('luft', Vac), ('magnet', FeSi)],
              unit_length=SI(1e-9,'m'))

# set initial magnetisation
sim.set_m([1,0,1])

# Save and display data in a variety of ways
# save all fields spatially resolved
# together with average data
sim.save_data(fields='all')

nm = 1e-9

f = open('mfm_phi.csv', 'w')
f.write('z[nm];_phi\n')
for z in range(-45, 46):
    phi = sim.probe_subfield_siv('phi', [0, 0, z * nm ])
    f.write('{0:_6d};_{{1:_3.16F}}\n'.format(z, phi))
f.close()
print 'mfm_phi.csv_saved'

for x in [10,15,20,30] :
    f = open('mfm_H_total_Vac_{0:d}_nm.csv'.format(x), 'w')
    f.write('_____\n')
    for z in range(-45, 46):
        f.write('{:d};'.format(z))
    f.write('\n')
    for y in range(-30,31) :
        f.write('{:d};'.format(y))
        for z in range(-45, 46):
            h = sim.probe_subfield_siv(
                'H_total_Vac', [x * nm, y * nm, z * nm])
            f.write('{0:_6.12};_'.format(h[0]))
        f.write('\n')
    print f.name + '_saved'
    f.close()
```

#### D.7. $\vec{M} = M(1,1,1)$

```
import nmag
from nmag import SI

#create simulation object (hier erstmal ohne demag-Feld)
sim = nmag.Simulation()
```

```

# define magnetic material for magnet = Fe3Si
FeSi = nmag.MagMaterial(name='Fe3Si',
    Ms=SI(6e5, 'A/m'),
    llg_damping=SI(0.02),
    llg_gamma_G=SI(2.210173e5, 'm/A_s'),
    exchange_coupling=SI(13.0e-12, 'J/m'))

# define magnetic material for luft = Vacuum
Vac = nmag.MagMaterial(name='Vac',
    Ms=SI(0.001, 'A/m'),
    exchange_coupling=SI(1e-20, 'J/m'))

# load mesh and define parameter to submeshes: mesh scaled in nm
sim.load_mesh('mfm.nmesh.h5',
    [( 'luft', Vac), ( 'magnet', FeSi)],
    unit_length=SI(1e-9, 'm'))

# set initial magnetisation
sim.set_m([1,1,1])

# Save and display data in a variety of ways
    # save all fields spatially resolved
    # together with average data
sim.save_data(fields='all')

nm = 1e-9

f = open('mfm_phi.csv', 'w')
f.write('z_[];_[]phi\n')
for z in range(-45, 46):
    phi = sim.probe_subfield_siv('phi', [0, 0, z * nm ])
    f.write('{0:_6d};_{}{1:_3.16F}\n'.format(z, phi))
f.close()
print 'mfm_phi.csv_saved'

for x in [10,15,20,30] :
    f = open('mfm_H_total_Vac_{0:d}_nm.csv'.format(x), 'w')
    f.write('_[];_[]\n')
    for z in range(-45, 46):
        f.write('{:d};'.format(z))
    f.write('\n')
    for y in range(-30,31) :
        f.write('{:d};'.format(y))
        for z in range(-45, 46):
            h = sim.probe_subfield_siv(
                'H_total_Vac', [x * nm, y * nm, z * nm])
            f.write('{0:_6.12};_'.format(h[0]))

```

```
f.write('\n')
print f.name + '_saved'
f.close()
```

**D.8.**  $\vec{M} = M\vec{e}_\varphi = M(-\sin \varphi, \cos \varphi, 0)$

```
import nmag
from nmag import SI

# create simulation object (hier erstmal ohne demag-Feld)
sim = nmag.Simulation()

# define magnetic material for magnet = Fe3Si
FeSi = nmag.MagMaterial(name='Fe3Si',
                        Ms=SI(6e5, 'A/m'),
                        llg_damping=SI(0.02),
                        llg_gamma_G=SI(2.210173e5, 'm/A_s'),
                        exchange_coupling=SI(13.0e-12, 'J/m'))

# define magnetic material for luft = Vacuum
Vac = nmag.MagMaterial(name='Vac',
                        Ms=SI(0.001, 'A/m'),
                        exchange_coupling=SI(1e-20, 'J/m'))

# load mesh and define parameter to submeshes: mesh scaled in nm
sim.load_mesh('mfm.nmesh.h5',
              [('luft', Vac), ('magnet', FeSi)],
              unit_length=SI(1e-9, 'm'))

# define magnetization spacially normalized in phi direction
def my_magnetization((x,y,z)):
    # get access to cos, sin, asin and sqrt
    import math
    # define magnetization at (0,0,0)
    if x == 0 and y == 0:
        # return magnetization at (0,0,0)
        return (0,0,0)
    # def magnetization
    elif x >= 0 and y >= 0:
        angle = math.asin(y/(math.sqrt(x*x + y*y)))
        Mx = -math.sin(angle)
        My = math.cos(angle)
        Mz = 0
        # return magnetization
        return (Mx,My,Mz)
    # def magnetization
    elif x < 0 and y >= 0:
```

$$D.8. \vec{M} = M\vec{e}_\varphi = M(-\sin\varphi, \cos\varphi, 0)$$

```

        angle = math.asin(y/(math.sqrt(x*x + y*y)))
        Mx = -math.sin(angle)
        My = -math.cos(angle)
        Mz = 0
        # return magnetization
        return (Mx,My,Mz)
# def magnetization
elif x <= 0 and y < 0:
    angle = math.asin(y/(math.sqrt(x*x + y*y)))
    Mx = -math.sin(angle)
    My = -math.cos(angle)
    Mz = 0
    # return magnetization
    return (Mx,My,Mz)
# def magnetization
elif x > 0 and y < 0:
    angle = math.asin(y/(math.sqrt(x*x + y*y)))
    Mx = -math.sin(angle)
    My = math.cos(angle)
    Mz = 0
    # return magnetization
    return (Mx,My,Mz)

# set my defined magnetization
sim.set_m(my_magnetization)

# Save and display data in a variety of ways
    # save all fields spatially resolved
    # together with average data
sim.save_data(fields='all')

nm = 1e-9

f = open('mfm_phi.csv', 'w')
f.write('z_{}_nm;_{}_phi\n'.format(0, nm))
for z in range(-45, 46):
    phi = sim.probe_subfield_siv('phi', [0, 0, z * nm])
    f.write('{0:_6d};_{}_{{1:_3.16F}}\n'.format(z, phi))
f.close()
print 'mfm_phi.csv_saved'

for x in [10,15,20,30] :
    f = open('mfm_H_total_Vac_{}_nm.csv'.format(x), 'w')
    f.write('_____;\n')
    for z in range(-45, 46):
        f.write('{:_d};'.format(z))
    f.write('\n')
    for y in range(-30,31) :
```

```

        f.write('{:d};'.format(y))
    for z in range(-45, 46):
        h = sim.probe_subfield_siv(
            'H_total_Vac', [x * nm, y * nm, z * nm])
        f.write('{0:_6.12};'.format(h[0]))
    f.write('\n')
print f.name + '_saved'
f.close()

```

## D.9. $\vec{M} = M\vec{e}_\varphi = M(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$

```

import nmag
from nmag import SI

# create simulation object (hier erstmal ohne demag-Feld)
sim = nmag.Simulation()

# define magnetic material for magnet = Fe3Si
FeSi = nmag.MagMaterial(name='Fe3Si',
    Ms=SI(6e5, 'A/m'),
    llg_damping=SI(0.02),
    llg_gamma_G=SI(2.210173e5, 'm/A_s'),
    exchange_coupling=SI(13.0e-12, 'J/m'))

# define magnetic material for luft = Vacuum
Vac = nmag.MagMaterial(name='Vac',
    Ms=SI(0.001, 'A/m'),
    exchange_coupling=SI(1e-20, 'J/m'))

# load mesh and define parameter to submeshes: mesh scaled in nm
sim.load_mesh('mf1.nmesh.h5',
    [('luft', Vac), ('magnet', FeSi)],
    unit_length=SI(1e-9, 'm'))

# define magnetization spacially normalized in rho direction
def my_magnetization((x,y,z)):
    # get access to cos, sin, asin and sqrt
    import math
    # define magnetization at (0,0,0)
    if x == 0 and y == 0:
        # return magnetization at (0,0,0)
        return (0,0,0)
    # def magnetization
    elif x >= 0 and y >= 0:
        angle = math.asin(y/(math.sqrt(x*x + y*y)))
        Mx = math.cos(angle)
        My = math.sin(angle)

```



$$D.9. \vec{M} = M\vec{e}_\varphi = M(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$$

```

        Mz = 0
        # return magnetization
        return (Mx,My,Mz)
# def magnetization
elif x < 0 and y >= 0:
    angle = math.asin(y/(math.sqrt(x*x + y*y)))
    Mx = -math.cos(angle)
    My = math.sin(angle)
    Mz = 0
    # return magnetization
    return (Mx,My,Mz)
# def magnetization
elif x <= 0 and y < 0:
    angle = math.asin(y/(math.sqrt(x*x + y*y)))
    Mx = -math.cos(angle)
    My = math.sin(angle)
    Mz = 0
    # return magnetization
    return (Mx,My,Mz)
# def magnetization
elif x > 0 and y < 0:
    angle = math.asin(y/(math.sqrt(x*x + y*y)))
    Mx = math.cos(angle)
    My = math.sin(angle)
    Mz = 0
    # return magnetization
    return (Mx,My,Mz)

# set my defined magnetization
sim.set_m(my_magnetization)

# Save and display data in a variety of ways
    # save all fields spatially resolved
    # together with average data
sim.save_data(fields='all')

nm = 1e-9

f = open('mfm_phi.csv', 'w')
f.write('z_[nm];_phi\n')
for z in range(-45, 46):
    phi = sim.probe_subfield_siv('phi', [0, 0, z * nm ])
    f.write('{0:_6d};_{{1:_3.16F}}\n'.format(z, phi))
f.close()
print 'mfm_phi.csv_saved'

for x in [10,15,20,30] :
    f = open('mfm_H_total_Vac_{0:d}_nm.csv'.format(x), 'w')

```

*D. Skripte zur numerischen Rechnung mittels Nmag*

```
f.write('____;')
for z in range(-45, 46):
    f.write('{:d};'.format(z))
f.write('\n')
for y in range(-30,31) :
    f.write('{:d};'.format(y))
    for z in range(-45, 46):
        h = sim.probe_subfield_siv(
            'H_total_Vac', [x * nm, y * nm, z * nm])
        f.write('{0:_.6.12};'.format(h[0]))
    f.write('\n')
print f.name + '_.saved'
f.close()
```

# Literaturverzeichnis

- [1] Peidong Yang, Ruoxue Yan, and Melissa Fardy. Semiconductor nanowire: what's next? *Nano letters*, 10(5):1529–36, May 2010. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl100665r. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20394412>.
- [2] T. Palacios. Nanowire electronics comes of age. *Nature*, 481:152–153, 2012.
- [3] Charles M. Lieber. Semiconductor nanowires: A platform for nanoscience and nanotechnology. *MRS Bulletin*, 36(12):1052–1063, December 2011. ISSN 0883-7694. doi: 10.1557/mrs.2011.269. URL [http://www.journals.cambridge.org/abstract\\_S0883769411002697](http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0883769411002697).
- [4] Charles M. Lieber, Zhong Lin Wang, and Guest Editors. Functional Nanowires. *MRS Bulletin*, 32:99, 2007.
- [5] S Barth, F Hernandez-Ramirez, J D Holmes, and A Romano-Rodriguez. Synthesis and applications of one-dimensional semiconductors. *Progress In Materials Science*, 55(6):563–627, August 2010.
- [6] Neil P Dasgupta, Jianwei Sun, Chong Liu, Sarah Brittman, Sean C Andrews, Jongwoo Lim, Hanwei Gao, Ruoxue Yan, and Peidong Yang. 25th anniversary article: semiconductor nanowires-synthesis, characterization, and applications. *Advanced materials*, 26(14):2137–84, 2014. ISSN 1521-4095. doi: 10.1002/adma.201305929. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24604701>.
- [7] A. E. H. Love. *A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity*. Dover, New York, 1944.
- [8] J. Timoshenko, S. und Goodier. *Theory of Elasticity, 2nd edition*. 1951.
- [9] S. Breuer. *Molecular Beam Epitaxy of GaAs Nanowires and their Suitability for Optoelectronic Applications*. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, 2011.
- [10] Erik P. A. M. Bakkers, Magnus T. Borgström, and M A Verheijen. Epitaxial Growth of III-V Nanowires on Group IV Substrates. *MRS Bulletin*, 32(2):117–122, 2007.
- [11] Matthias Knelangen, Vincent Consonni, Achim Trampert, and Henning Riechert. In situ analysis of strain relaxation during catalyst-free nucleation and growth of GaN nanowires. *Nanotechnology*, 21(24):245705, June 2010. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/21/24/245705. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20484796>.
- [12] Satoshi Harui, Hidetoshi Tamiya, Takanobu Akagi, Hideto Miyake, Kazumasa Hiramatsu, Tsutomu Araki, and Yasushi Nanishi. Transmission Electron Microscopy Characterization of Position-Controlled InN Nanocolumns. *Japanese Journal of Applied Physics*, 47(7):5330–5332, July 2008. ISSN 0021-4922. doi: 10.1143/JJAP.47.5330. URL <http://jjap.jsap.jp/link?JJAP/47/5330/>.

- [13] Anton Davydok, Steffen Breuer, Andreas Biermanns, Lutz Geelhaar, and Ullrich Pietsch. Lattice parameter accommodation between GaAs(111) nanowires and Si(111) substrate after growth via Au-assisted molecular beam epitaxy. *Nanoscale research letters*, 7(1):109, January 2012. ISSN 1556-276X. doi: 10.1186/1556-276X-7-109. URL <http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=3329407&tool=pmcentrez&rendertype=abstract>.
- [14] Andreas Biermanns, Steffen Breuer, Anton Davydok, Lutz Geelhaar, and Ullrich Pietsch. Structural polytypism and residual strain in GaAs nanowires grown on Si(111) probed by single-nanowire X-ray diffraction. *Journal of Applied Crystallography*, 45(2):239–244, March 2012. ISSN 0021-8898. doi: 10.1107/S0021889812003007. URL <http://scripts.iucr.org/cgi-bin/paper?S0021889812003007>.
- [15] Kris A. Bertness, Norman a. Sanford, and Albert V Davydov. GaN Nanowires Grown by Molecular Beam Epitaxy. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(4):847–858, July 2011. ISSN 1077-260X. doi: 10.1109/JSTQE.2010.2082504. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5658095>.
- [16] Pritesh Hiralal, Husnu Emrah Unalan, and Gehan a J Amaratunga. Nanowires for energy generation. *Nanotechnology*, 23(19):194002, May 2012. ISSN 0957-4484. doi: 10.1088/0957-4484/23/19/194002. URL <http://stacks.iop.org/0957-4484/23/i=19/a=194002?key=crossref.ecb5490f8237161e61b0dc8c7530f68b>.
- [17] Allon I Hochbaum and Peidong Yang. Semiconductor nanowires for energy conversion. *Chemical reviews*, 110(1):527–46, January 2010. ISSN 1520-6890. doi: 10.1021/cr900075v. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19817361>.
- [18] Jerome K. Hyun, Shixiong Zhang, and Lincoln J. Lauhon. Nanowire Heterostructures. *Annual Review of Materials Research*, 43(1):451–479, July 2013. ISSN 1531-7331. doi: 10.1146/annurev-matsci-071312-121659. URL <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev-matsci-071312-121659>.
- [19] Niranjana S Ramgir, Yang Yang, and Margit Zacharias. Nanowire-Based Sensors. *Small*, 6(16):1705–1722, 2010.
- [20] Nathan C Lindquist, Prashant Nagpal, Kevin M McPeak, David J Norris, and Sang-Hyun Oh. Engineering metallic nanostructures for plasmonics and nanophotonics. *Reports on Progress in Physics*, 75(3):036501, March 2012. ISSN 0034-4885. doi: 10.1088/0034-4885/75/3/036501. URL <http://stacks.iop.org/0034-4885/75/i=3/a=036501?key=crossref.c35438e2324488aa0d71b4bec9c644b7>.
- [21] R. B. Morgunov and a. I. Dmitriev. Spin dynamics in magnetic semiconductor nanostructures. *Physics of the Solid State*, 51(10):1985–2002, October 2009. ISSN 1063-7834. doi: 10.1134/S1063783409100011. URL <http://link.springer.com/10.1134/S1063783409100011>.
- [22] a O Adeyeye and N Singh. Large area patterned magnetic nanostructures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(15):153001, August 2008. ISSN 0022-3727. doi: 10.1088/0022-3727/41/15/153001. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/41/i=15/a=153001?key=crossref.9320a4fe8cb98533307290bdec1edfa3>.

- [23] Uhland Weissker, Silke Hampel, Albrecht Leonhardt, and Bernd Büchner. Carbon Nanotubes Filled with Ferromagnetic Materials. *Materials*, 3(8):4387–4427, August 2010. ISSN 1996-1944. doi: 10.3390/ma3084387. URL <http://www.mdpi.com/1996-1944/3/8/4387/>.
- [24] O. Boulle, G. Malinowski, and M. Kläui. Current-induced domain wall motion in nanoscale ferromagnetic elements. *Materials Science and Engineering: R: Reports*, 72(9):159–187, September 2011. ISSN 0927796X. doi: 10.1016/j.mser.2011.04.001. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927796X11000155>.
- [25] HEON-JIN CHOI, HAN-KYU SEONG, and UNGKIL KIM. DILUTED MAGNETIC SEMICONDUCTOR NANOWIRES. *Nano*, 03(01):1–19, February 2008. ISSN 1793-2920. doi: 10.1142/S1793292008000848. URL <http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S1793292008000848>.
- [26] L. Piraux, A. Encinas, L. Vila, S. Mátéfi-Tempfli, M. Mátéfi-Tempfli, M. Darques, F. Elhoussine, and S. Michotte. Magnetic and Superconducting Nanowires. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, 5(3):372–389, March 2005. ISSN 15334880. doi: 10.1166/jnn.2005.062. URL <http://www.ingentaselect.com/rpsv/cgi-bin/cgi?ini=xref&body=linker&reqdoi=10.1166/jnn.2005.062>.
- [27] Maria Hilse, Y. Takagaki, J. Herfort, Manfred Ramsteiner, C. Herrmann, Steffen Breuer, Lutz Geelhaar, and Henning Riechert. Ferromagnet-semiconductor nanowire coaxial heterostructures grown by molecular-beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 95(13):133126, 2009. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3240405.
- [28] Andreas Rudolph, Marcello Soda, Matthias Kiessling, Tomasz Wojtowicz, Dieter Schuh, Werner Wegscheider, Josef Zweck, Christian Back, and Elisabeth Reiger. Ferromagnetic GaAs/GaMnAs core-shell nanowires grown by molecular beam epitaxy. *Nano Lett.*, 9(11):3860, November 2009. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl9020717.
- [29] N S Dellas, J Liang, B J Cooley, N Samarth, and S E Mohny. Electron microscopy of GaAs/MnAs core/shell nanowires. *Appl. Phys. Lett.*, 97(072505):072505, 2010. doi: 10.1063/1.3481066.
- [30] J. Liang, J. Wang, a. Paul, B. J. Cooley, D. W. Rench, N. S. Dellas, S. E. Mohny, R. Engel-Herbert, and N. Samarth. Measurement and simulation of anisotropic magnetoresistance in single GaAs/MnAs core/shell nanowires. *Applied Physics Letters*, 100(18):182402, 2012. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4710524.
- [31] Xuezhe Yu, Hailong Wang, Dong Pan, Jianhua Zhao, Jennifer Misuraca, Stephan von Molnár, and Peng Xiong. All zinc-blende GaAs/(Ga,Mn)As core-shell nanowires with ferromagnetic ordering. *Nano Lett.*, 13(4):1572, March 2013. ISSN 1530-6984. doi: 10.1021/nl304740k. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nl304740k>.
- [32] Christian H Butschkow, Elisabeth Reiger, Stefan Geißler, Andreas Rudolph, Marcello Soda, Dieter Schuh, Georg Woltersdorf, Werner Wegscheider, and Dieter Weiss. Magnetoresistance of individual ferromagnetic GaAs/(Ga,Mn)As core-shell nanowires. *arXiv:1110.5507 [cond-mat.mes-hall]*, page 18, October 2011.

- [33] Y Takagaki, J Herfort, Maria Hilse, L Geelhaar, and H Riechert. Swingback in magnetization reversal in MnAs-GaAs coaxial nanowire heterostructures. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 23(126002):1–9, 2011. doi: 10.1088/0953-8984/23/12/126002.
- [34] Maria Hilse, Y. Takagaki, Manfred Ramsteiner, J Herfort, Steffen Breuer, Lutz Geelhaar, and Henning Riechert. Strain in GaAs-MnAs core-shell nanowires grown by molecular beam epitaxy. *J. Cryst. Growth*, 323(1):307, 2011. ISSN 0022-0248. doi: DOI:10.1016/j.jcrysgro.2010.10.126. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJ6-51B1WW-17/2/13922a9c32cd065b747ec7f7b0cafab6>.
- [35] K. Tivakornsasithorn, R. E. Pimpinella, V. Nguyen, X. Liu, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna. Magnetic anisotropy of GaAs/Fe/Au core-shell nanowires grown by MBE. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 30(2):02B115, 2012. ISSN 10711023. doi: 10.1116/1.3678203. URL <http://link.aip.org/link/JVTBD9/v30/i2/p02B115/s1&Agg=doi>.
- [36] R. E. Pimpinella, D. Zhang, M. R. McCartney, D. J. Smith, K. L. Krycka, B. J. Kirby, B. J. O'Dowd, L. Sonderhouse, J. Leiner, X. Liu, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna. Magnetic properties of GaAs/Fe core/shell nanowires. *Journal of Applied Physics*, 113(17):17B520, 2013. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.4799252. URL <http://link.aip.org/link/JAPIAU/v113/i17/p17B520/s1&Agg=doi>.
- [37] D Rüffer, R Huber, and P Berberich. Magnetic states of an individual Ni nanotube probed by anisotropic magnetoresistance. *Nanoscale*, 4:4989, 2012. URL <http://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2012/nr/c2nr31086d>.
- [38] D. P. Weber, D. Rüffer, A. Buchter, F. Xue, E. Russo-Averchi, R. Huber, P. Berberich, J. Arbiol, A. Fontcuberta I Morral, D. Grundler, and M. Poggio. Cantilever Magnetometry of Individual Ni Nanotubes. *Nano letters*, 12:6139, November 2012. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl302950u.
- [39] A. Buchter, J. Nagel, D. Rüffer, F. Xue, D. P. Weber, O. F. Kieler, T. Weimann, J. Kohlmann, A. B. Zorin, E. Russo-Averchi, R. Huber, P. Berberich, A. Fontcuberta i Morral, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle, D. Grundler, and M. Poggio. Reversal Mechanism of an Individual Ni Nanotube Simultaneously Studied by Torque and SQUID Magnetometry. *Physical Review Letters*, 111(6):067202, August 2013. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.111.067202. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.067202>.
- [40] J. Herfort, H.-P. Schönherr, K.-J. Friedland, and K. H. Ploog. Structural and magnetic properties of epitaxial Fe[<sub>3</sub>Si/GaAs(001) hybrid structures. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 22(4):2073, August 2004. ISSN 0734211X. doi: 10.1116/1.1768528. URL <http://link.aip.org/link/?JVTBD9/22/2073/1>.
- [41] M. Hansen. *Constitution of Binary Alloys*. McGraw-Hill, New York, 1958.
- [42] R. P. Elliot. *Constitution of Binary Alloys, Suppl 1*. McGraw-Hill, New York, 1965.
- [43] Mi-Jung Woo and Soon C. Hong. Electronic and magnetic properties of the Fe<sub>3</sub>Si(001) Surface. *Journal of the Korean Physical Society*, 48(6):1405–1408, 2006. ISSN 0953-8984. doi: 10.1088/0953-8984/10/42/011.

- [44] Hongzhi Luo, Zhiyong Zhu, Li Ma, Shifeng Xu, Heyan Liu, Jingping Qu, Yangxian Li, and Guangheng Wu. Electronic structure and magnetic properties of  $\text{Fe}_2\text{YSi}$  ( $Y = \text{Cr, Mn, Fe, Co, Ni}$ ) Heusler alloys: a theoretical and experimental study. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(22):7121–7127, November 2007. ISSN 0022-3727. doi: 10.1088/0022-3727/40/22/039. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/40/i=22/a=039?key=crossref.7bc3ef580da21e5497709f0d55f8f66b>.
- [45] H. Vinzelberg, J. Schumann, D. Elefant, E. Arushanov, and O. G. Schmidt. Transport and magnetic properties of  $\text{Fe}_{\text{sub } 3}\text{Si}$  epitaxial films. *Journal of Applied Physics*, 104(9):093707, 2008. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.3008010. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/104/9/10.1063/1.3008010>.
- [46] B. Jenichen, V. Kaganer, J. Herfort, D. Satapathy, H. Schönherr, W. Braun, and K. Ploog. Long-range order in thin epitaxial  $\text{Fe}_3\text{Si}$  films grown on  $\text{GaAs}(001)$ . *Phys. Rev. B*, 72(7):075329, August 2005. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.72.075329. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.075329>.
- [47] Jens Herfort, Achim Trampert, and KH Ploog. Growth, Interface Structure, and Magnetic Properties of  $\text{Fe}/\text{GaAs}$  and  $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}$  Hybrid Systems. *Int. J. Mat. Res.*, 97(7):1026, 2006.
- [48] J. Herfort, B. Jenichen, V. Kaganer, A. Trampert, H.-P. Schönherr, and K.H. Ploog. Epitaxial Heusler alloy  $\text{Fe}_3\text{Si}$  films on  $\text{GaAs}(001)$  substrates. *Physica E*, 32(1-2): 371, May 2006. ISSN 13869477. doi: 10.1016/j.physe.2005.12.065. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1386947705005412>.
- [49] Jens Herfort, Hans-Peter Schönherr, and Klaus H. Ploog. Epitaxial growth of  $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$  hybrid structures. *Appl. Phys. Lett.*, 83(19):3912, 2003. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1625426.
- [50] Maria Hilse, Jens Herfort, Bernd Jenichen, Achim Trampert, Michael Hanke, Peter Schaaf, Lutz Geelhaar, and Henning Riechert.  $\text{GaAs-Fe}_3\text{Si}$  Core-Shell Nanowires: Nanobar Magnets. *Nano letters*, 13(12):6203–9, November 2013. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl4035994. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nl4035994><http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24274677>.
- [51] Evgeny Y. Tsymbal and Igor Žutić, editors. *Handbook of Spin Transport and Magnetism*. Taylor & Francis Group, LLC, 2012.
- [52] Y. B. Xu and S. M. Thompson, editors. *Spintronic Materials and Technology*. CRC Press Taylor & Francis Group, 2007.
- [53] M. Ziese and M. J. Thornton, editors. *Spin Electronics*. Springer-Verlag, 2001.
- [54] M.N.; Baibich, J.M.; Broto, A.; Fert, F.N.; Van Dau, F.; Petroff, P.; Feitenne, G.; Creuzet, A.; Freidrich, and J.; Chazelas. Giant Magnetoresistance of  $(001) \text{Fe}/(001)\text{Cr}$  Magnetic superlattices. *Physical Review Letters*, 61(001):2472–2475, 1988.
- [55] G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39(7):4828–4830, 1989.



- [56] N. F. Mott. The Electrical Conductivity of Transition Metals. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 47(571):699–717, 1935.
- [57] A. Fert and I. A. Campbell. Two-current conduction in nickel. *Physical Review Letters*, 21(16):1190–1192, 1968. ISSN 00319007. doi: 10.1103/PhysRevLett.21.1190.
- [58] A. Fert and I. A. Campbell. Transport Properties of Ferromagnetic Transition Metals. *Le Journal de Physique Colloques*, 32(C1):C1–46–C1–50, 1971. ISSN 0449-1947. doi: 10.1051/jphyscol:1971109.
- [59] A. Fert and I. A. Campbell. Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys. *Journal of Physics F: Metal Physics*, 6(5):849–871, 1976. ISSN 0305-4608. doi: 10.1088/0305-4608/6/5/025.
- [60] B Loegel and F Gautier. Origine de la résistivité dans le cobalt et ses alliages dilués. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 32:2723–2735, 1971. ISSN 00223697. doi: 10.1016/S0022-3697(71)80364-5.
- [61] Igor Žutić, Jaroslav Fabian, and S. Das Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications. *Reviews of Modern Physics*, 76(2):323–410, April 2004. ISSN 0034-6861. doi: 10.1103/RevModPhys.76.323. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.76.323>.
- [62] H Ohno, A Shen, F Matsukura, A Oiwa, and A Endo. (Ga,Mn)As : A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 69(3):363–365, 1996. doi: 10.1063/1.118061.
- [63] Supriyo Datta and Biswajit Das. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Applied Physics Letters*, 56(1990):665–667, 1990. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.102730.
- [64] Markus König, Steffen Siedmann, Christoph Brüne, Andreas Roth, Hartmut Buhmann, Laurens W Molenkamp, Xiao-Liang Qi, and Shou-Cheng Zhang. Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells. *Science*, 318:766–770, 2007. doi: 10.1126/science.1148047.
- [65] D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian, L. Wray, F. Meier, J. H. Dil, J. Osterwalder, L. Patthey, a. V. Fedorov, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan. Observation of time-reversal-protected single-dirac-cone topological-insulator states in Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> and Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>. *Physical Review Letters*, 103:146401–4, 2009. ISSN 00319007. doi: 10.1103/PhysRevLett.103.146401.
- [66] X. Lou, C. Adelmann, S. a. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, S. M. Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrom, and P. a. Crowell. Electrical Detection of Spin Transport in Lateral Ferromagnet-Semiconductor Devices. *Nature Physics*, 3:197–202, 2007. ISSN 1745-2473. doi: 10.1038/nphys543. URL <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0701021>.
- [67] O. M J Van 'T Erve, a. T. Hanbicki, M. Holub, C. H. Li, C. Awo-Affouda, P. E. Thompson, and B. T. Jonker. Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry. *Applied Physics Letters*, 91:212109–3, 2007. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2817747.

- [68] M. Tran, H. Jaffrès, C. Deranlot, J. M. George, A. Fert, A. Miard, and A. Lemaître. Enhancement of the spin accumulation at the interface between a spin-polarized tunnel junction and a semiconductor. *Physical Review Letters*, 102:036601–4, 2009. ISSN 00319007. doi: 10.1103/PhysRevLett.102.036601.
- [69] Saroj P Dash, Sandeep Sharma, Ram S Patel, Michel P de Jong, and Ron Jansen. Electrical creation of spin polarization in silicon at room temperature. *Nature*, 462(26):491–494, 2009. ISSN 0028-0836. doi: 10.1038/nature08570. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature08570>.
- [70] V. Motsnyi, P. Van Dorpe, W. Van Roy, E. Goovaerts, V. Safarov, G. Borghs, and J. De Boeck. Optical investigation of electrical spin injection into semiconductors. *Physical Review B*, 68(24):245319, December 2003. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.68.245319. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.68.245319>.
- [71] a. T. Hanbicki, O. M J Van’t Erve, R. Magno, G. Kioseoglou, C. H. Li, B. T. Jonker, G. Itskos, R. Mallory, M. Yasar, and A. Petrou. Analysis of the transport process providing spin injection through an Fe/AlGaAs Schottky barrier. *Applied Physics Letters*, 82(23):4092–4094, 2003. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1580631.
- [72] Y. Lu, V. G. Truong, P. Renucci, M. Tran, H. Jaffrès, C. Deranlot, J. M. George, A. Lemàtre, Y. Zheng, D. Demaille, P. H. Binh, T. Amand, and X. Marie. MgO thickness dependence of spin injection efficiency in spin-light emitting diodes. *Applied Physics Letters*, 93:152102–3, 2008. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2999631.
- [73] Rouin Farshchi, M. Ramsteiner, J. Herfort, A. Tahraoui, and H. T. Grahn. Optical communication of spin information between light emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 98(16):162508, April 2011. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3582917.
- [74] W. Van Roy, P. Van Dorpe, J. De Boeck, and G. Borghs. Spin injection in LED’s and in unipolar devices. *Mat. Sci. Eng. B*, 126(2-3):155, January 2006. ISSN 09215107. doi: 10.1016/j.mseb.2005.09.021. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921510705006136>.
- [75] E. Schuster, W. Keune, F.-Y. Lo, D. Reuter, A. Wieck, and K. Westerholt. Preparation and characterization of epitaxial Fe(001) thin films on GaAs(001)-based LED for spin injection. *Superlattices Microstruct.*, 37(5):313, May 2005. ISSN 07496036. doi: 10.1016/j.spmi.2004.11.004. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0749603604003854>.
- [76] T. Hanna, D. Yoshida, and H. Munekata. Preparation characterization of MnSb-GaAs spin LED. *J. Cryst. Growth*, 323(1):383, May 2011. ISSN 00220248. doi: 10.1016/j.jcrysgro.2010.11.146. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022024810011279>.
- [77] J.C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2):L1–L7, June 1996. ISSN 03048853. doi: 10.1016/0304-8853(96)00062-5. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0304885396000625>.

- [78] L Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, 54(13):9353–9358, October 1996. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.54.9353. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.54.9353>.
- [79] T.J. Silva and W.H. Rippard. Developments in nano-oscillators based upon spin-transfer point-contact devices. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1260–1271, 2008. ISSN 0304-8853. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.12.022>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885307010153>.
- [80] J.A. Katine and Eric E. Fullerton. Device implications of spin-transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1217–1226, 2008. ISSN 0304-8853. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.12.013>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885307010189>.
- [81] J.Z. Sun and D.C. Ralph. Magnetoresistance and spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1227–1237, 2008. ISSN 0304-8853. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.12.008>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885307010177>.
- [82] Stuart S P Parkin, Masamitsu Hayashi, and Luc Thomas. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 320(5873):190, April 2008. ISSN 1095-9203. doi: 10.1126/science.1145799.
- [83] S.D. Bader and S.S.P. Parkin. Spintronics. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 1(1):71–88, August 2010. ISSN 1947-5454. doi: 10.1146/annurev-conmatphys-070909-104123. URL <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev-conmatphys-070909-104123>.
- [84] Magnetische Schichtsysteme, 1999.
- [85] M. T. Dau, B. Jenichen, and J. Herfort. submitted. 2015.
- [86] D. J. Sellmyer, R. D. Kirby, and S. S. Jaswal. *The Magnetism of Amorphous Metals and Alloys*. Singapore: World Scientific, 1995.
- [87] D. Weller, R. F. C. Farrow, J. E. Hurst, H. Notarys, H. Brändle, M. Rühlig, and A. Hubert. CoPt multilayers and alloys for short wavelength magneto-optical recording. *Optical Memory and Neural Networks*, 3:353–368, 1994.
- [88] P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt, and A. Suna. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures. *Appl. Phys. Lett.*, 47:178, 1985.
- [89] K Yamamoto, T Matsuda, K Nishibayashi, Y Kitamoto, and H Munekata. Low-Power Photo-Induced Precession of Magnetization in Ultra-Thin Co/Pd Multilayer Films. *IEEE Trans. Magn.*, 49:3155, 2013.
- [90] S. Hövel, N. C. Gerhardt, M. R. Hofmann, F.-Y. Lo, D. Reuter, a. D. Wieck, E. Schuster, W. Keune, H. Wende, O. Petravic, and K. Westerholt. Electrical detection of photoinduced spins both at room temperature and in remanence. *Appl. Phys. Lett.*, 92(24):242102, 2008. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2948856.

- [91] S. Hövel, N. C Gerhardt, M. R Hofmann, F.-Y. Lo, A. Ludwig, A.D. Reuter, D. and Wieck, E. Schuster, H. Wende, W. Keune, O. Petracic, and K. Westerholt. Room temperature electrical spin injection in remanence. *Appl. Phys. Lett.*, 93: 021117, 2008.
- [92] R. S. Wagner and W. C. Ellis. VAPOR-LIQUID-SOLID MECHANISM OF SINGLE CRYSTAL GROWTH. *Appl. Phys. Lett.*, 4:89, 1964.
- [93] S. F. Fang, K. Adomi, S. Iyer, H. Zabel H. Morkoç, C. Choi, and N. Otsuka. Gallium arsenide and other compound semiconductors on silicon. *J. Appl. Phys.*, 68:R31–R58, 1990.
- [94] Y B Bolkhovityanov and O P Pchelyakov. GaAs epitaxy on Si substrates: modern status of research and engineering. *Physics - Uspekhi*, 51:437, 2008.
- [95] R. Hall, G. Fenner, J. Kingsley, T. Soltys, and R. Carlson. Coherent Light Emission From GaAs Junctions. *Physical Review Letters*, 9(9):366–368, November 1962. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.9.366. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.366>.
- [96] Z. I. Alferov, V. M. Andreev, M. B. Kagan, I. I. Protasov, and V. G. Trofim. Solar-energy converters based on p-n Al(x)Ga(1-x)As-GaAs heterojunctions. *Semiconductors*, 4:2047, 1971.
- [97] Hiroyuki Usui, Hidehiro Yasuda, and Hirotaro Mori. Morphology and lattice coherency in GaAs nanocrystals grown on Si(100) surface. *Applied Physics Letters*, 89(17):173127, 2006. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2363147. URL <http://link.aip.org/link/APPLAB/v89/i17/p173127/s1&Agg=doi>.
- [98] H Kroemer. Polar-on-nonpolar epitaxy. *Journal of Crystal Growth*, 81(1-4):193–204, 1987.
- [99] Andreas Biermanns, Steffen Breuer, Anton Davydok, Lutz Geelhaar, and Ullrich Pietsch. Structural evolution of self-assisted GaAs nanowires on Si(111). *Phys. Status Solidi RRL*, 5:156, 2011.
- [100] M G Lagally and R H Blick. Materials science: A ‘bed of nails’ on silicon. *Nature*, 432(7016):450–451, November 2004. ISSN 0028-0836. doi: 10.1038/432450a.
- [101] T Martensson, C P T Svensson, B A Wacaser, M W Larsson, W Seifert, K Depert, Anders Gustafsson, L R Wallenberg, and Lars Samuelson. Epitaxial III-V nanowires on silicon. *Nano Letters*, 4(10):1987–1990, 2004.
- [102] Sébastien Plissard, Kimberly a. Dick, Guilhem Larrieu, Sylvie Godey, Ahmed Addad, Xavier Wallart, and Philippe Caroff. Gold-free growth of GaAs nanowires on silicon: arrays and polytypism. *Nanotechnology*, 21(38):385602, September 2010. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/21/38/385602. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20798467>.
- [103] Frank Glas, Jean-Christophe Harmand, and Gilles Patriarche. Why Does Wurtzite Form in Nanowires of III-V Zinc Blende Semiconductors? *Phys. Rev. Lett.*, 99: 146101, 2007.

- [104] V. G. Dubrovskii and N. V. Sibirev. Growth thermodynamics of nanowires and its application to polytypism of zinc blende III-V nanowires. *Phys. Rev. B*, 77:035414, 2008.
- [105] V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, J. C. Harmand, and F. Glas. Growth kinetics and crystal structure of semiconductor nanowires. *Phys. Rev. B*, 78:235301, 2008.
- [106] Philippe Caroff, Jessica Bolinsson, and Jonas Johansson. Crystal Phases in III-V Nanowires: From Random Toward Engineered Polytypism. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(4):829–846, July 2011. ISSN 1077-260X. doi: 10.1109/JSTQE.2010.2070790. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5607278>.
- [107] Kimberly a. Dick, Philippe Caroff, J Bolinsson, M E Messing, J Johansson, K Depert, L R Wallenberg, and Lars Samuelson. Control of III-V nanowire crystal structure by growth parameter tuning. *Semiconductor Science and Technology*, 25: 24009, 2010.
- [108] Evelyne Gil, Vladimir G. Dubrovskii, Geoffrey Avit, Yamina André, Christine Leroux, Kaddour Lekhal, Jurij Grecenkov, Agnès Trassoudaine, Dominique Castelluci, Guillaume Monier, Reda M Ramdani, Christine Robert-Goumet, Luc Bideux, Jean Christophe Harmand, and Frank Glas. Record pure zincblende phase in GaAs nanowires down to 5 nm in radius. *Nano letters*, 14(7):3938–3944, July 2014. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl501239h. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24873917>.
- [109] G. E. Cirlin, Vladimir G. Dubrovskii, Y. B. Samsonenko, A. D. Bouravleuv, K. Durose, Y. Y. Proskuryakov, B. Mendes, L. Bowen, M. A. Kaliteevski, R. A. Abram, and Dagou Zeze. Self-catalyzed, pure zincblende GaAs nanowires grown on Si (111) by molecular beam epitaxy. *Physical Review B*, 82(3):35302, 2010.
- [110] C. García Núñez, A.F. Braña, J.L. Pau, D. Ghita, B.J. García, G. Shen, D.S. Wilbert, S.M. Kim, and P. Kung. Pure zincblende GaAs nanowires grown by Ga-assisted chemical beam epitaxy. *Journal of Crystal Growth*, 372(null):205–212, June 2013. ISSN 00220248. doi: 10.1016/j.jcrysgro.2013.03.025. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2013.03.025>.
- [111] Ning Han, Jared J Hou, Fengyun Wang, Senpo Yip, Hao Lin, Ming Fang, Fei Xiu, Xiaoling Shi, Takfu Hung, and Johnny C Ho. Large-scale and uniform preparation of pure-phase wurtzite GaAs NWs on non-crystalline substrates. *Nanoscale research letters*, 7(1):632, January 2012. ISSN 1556-276X. doi: 10.1186/1556-276X-7-632. URL <http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=3534530&tool=pmcentrez&rendertype=abstract>.
- [112] P. Landeros, J. Escrig, D. Altbir, D. Laroze, J. d’Albuquerque e Castro, and P. Vargas. Scaling relations for magnetic nanoparticles. *Physical Review B*, 71(9): 094435, March 2005. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.71.094435. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.094435>.
- [113] Y C Sui, R Skomski, K D Sorge, and D J Sellmyer. Nanotube magnetism. *Applied Physics Letters*, 84(9):1525, 2004. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1655692. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/84/9/10.1063/1.1655692>.

- [114] J. Escrig, P. Landeros, D. Altbir, E.E. Vogel, and P. Vargas. Phase diagrams of magnetic nanotubes. *J. Magn. Magn. Mater.*, 308(2):233, January 2007. ISSN 03048853. doi: 10.1016/j.jmmm.2006.05.019. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885306008778>.
- [115] J. Escrig, P. Landeros, D. Altbir, and E.E. Vogel. Effect of anisotropy in magnetic nanotubes. *J. Magn. Magn. Mater.*, 310(2):2448, March 2007. ISSN 03048853. doi: 10.1016/j.jmmm.2006.10.910. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885306021305>.
- [116] Takashi Mimura, Satoshi Hiyaizumi, Toshio Fujii, and Kazuo Nanbu. A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterojunctions. *Japanese Journal of Applied Physics*, 19(5):L225–L227, May 1980. ISSN 0021-4922. doi: 10.1143/JJAP.19.L225. URL <http://jjap.jsap.jp/link?JJAP/19/L225/>.
- [117] S. J. Moss and A. Ledwith, editors. *The Chemistry of the Semiconductor Industry*. Blackie & Son Limited, 1987.
- [118] M. S. Tyagi. *Introduction to Semiconductor Materials and Devices*. 1991.
- [119] O. Madelung. *Semiconductors: Data Handbook*. Springer Berlin, 2004.
- [120] M. Tchernycheva, J. C. Harmand, G. Patriarche, L. Travers, and G. E. Cirlin. Temperature conditions for GaAs nanowire formation by Au-assisted molecular beam epitaxy. *Nanotechnology*, 17:4025–4030, 2006.
- [121] M. Koguchi, H. Kakibayashi, M. Yazawa, K. Hiruma, and T. Katsuyama. Crystal Structure Change of GaAs and InAs Whiskers from Zinc-Blende to Wurtzite Type. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31:2061, 1992.
- [122] M. McMahon and R. Nelmes. Observation of a Wurtzite Form of Gallium Arsenide. *Physical Review Letters*, 95(21):215505, November 2005. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.95.215505. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.215505>.
- [123] Patryk Kusch, Steffen Breuer, Manfred Ramsteiner, Lutz Geelhaar, Henning Riechert, and Stephanie Reich. Band gap of wurtzite GaAs: A resonant Raman study. *Physical Review B*, 86(7):075317, August 2012. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.86.075317. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.075317>.
- [124] B. V. Novikov, S. Yu. Serov, N. G. Filosofov, I. V. Shtrom, V. G. Talalaev, O. F. Vyvenko, E. V. Ubyivovk, Yu. B. Samsonenko, a. D. Bouravleuv, I. P. Soshnikov, N. V. Sibirev, G. E. Cirlin, and Vladimir G. Dubrovskii. Photoluminescence properties of GaAs nanowire ensembles with zincblende and wurtzite crystal structure. *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, 4(7):175–177, June 2010. ISSN 18626254. doi: 10.1002/pssr.201004185. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/pssr.201004185>.
- [125] Andreas Biermanns, Steffen Breuer, Achim Trampert, Anton Davydok, Lutz Geelhaar, and Ullrich Pietsch. Strain accommodation in Ga-assisted GaAs nanowires grown on silicon (111). *Nanotechnology*, 23

- (30):305703, August 2012. ISSN 0957-4484. doi: 10.1088/0957-4484/23/30/305703. URL <http://stacks.iop.org/0957-4484/23/i=30/a=305703?key=crossref.9741e202b2271a4ca0a43b1523884a46>.
- [126] Benedikt Bauer, Joachim Hubmann, Matthias Lohr, Elisabeth Reiger, Dominique Bougeard, and Josef Zweck. Direct detection of spontaneous polarization in wurtzite GaAs nanowires. *Applied Physics Letters*, 104(21):211902, May 2014. ISSN 0003-6951. doi: 10.1063/1.4880209. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/104/21/10.1063/1.4880209>.
- [127] K. Hiruma, M. Yazawa, T. Katsuyama, K. Ogawa, K. Haraguchi, M. Koguchi, , and H. Kakibayashi. Growth and optical properties of nanometer-scale GaAs and InAs whiskers. *J. Appl. Phys.*, 77:447–462, 1995.
- [128] Frank Glas. Critical dimensions for the plastic relaxation of strained axial heterostructures in free-standing nanowires. *Physical Review B*, 74(12):121302, September 2006. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.74.121302. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.74.121302>.
- [129] Elif Ertekin, P. a. Greaney, D. C. Chrzan, and Timothy D. Sands. Equilibrium limits of coherency in strained nanowire heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 97(11):114325, 2005. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1903106. URL <http://link.aip.org/link/JAPIAU/v97/i11/p114325/s1&Agg=doi>.
- [130] G. E. Cirlin, Vladimir G. Dubrovskii, I. P. Soshnikov, N. V. Sibirev, Yu. B. Samsonenko, A. D. Bouravleuv, Jean-Christophe Harmand, and Frank Glas. Critical diameters and temperature domains for MBE growth of III-V nanowires on lattice mismatched substrates. *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, 3(4):112–114, May 2009. ISSN 18626254. doi: 10.1002/pssr.200903057. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/pssr.200903057>.
- [131] Katsuhiko Tomioka, Tomotaka Tanaka, Shinjiro Hara, Kenji Hiruma, and Takashi Fukui. III-V Nanowires on Si Substrate: Selective-Area Growth and Device Applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(4):1112–1129, July 2011. ISSN 1077-260X. doi: 10.1109/JSTQE.2010.2068280. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5579989>.
- [132] J. Kikkawa and D. Awschalom. Resonant Spin Amplification in n-Type GaAs. *Physical Review Letters*, 80:4313–4316, 1998. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.80.4313.
- [133] D. Hägele, M. Oestreich, W. W. Rühle, N. Nestle, and K. Eberl. Spin transport in GaAs. *Applied Physics Letters*, 73(1998):1580–1582, 1998. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.122210.
- [134] Jm Kikkawa and Dd Awschalom. Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide. *Nature*, 397(October 1998):139–141, 1999. ISSN 0028-0836. doi: 10.1038/16420. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v397/n6715/abs/397139a0.html>.
- [135] Y Ohno, R Terauchi, T Adachi, F Matsukura, and H Ohno. Electron spin relaxation beyond D ' yakonov-Perel ' interaction in GaAs/AlGaAs quantum wells. *Physica E*, 6:817–820, 2000.



- [136] T Adachi, Y Ohno, F Matsukura, and H Ohno. Spin relaxation in n-modulation doped GaAs/AlGaAs(110) quantum wells. *Physica E*, 10:36–39, 2001.
- [137] H. Sanada, I. Arata, Y. Ohno, Z. Chen, K. Kayanuma, Y. Oka, F. Matsukura, and H. Ohno. Relaxation of photoinjected spins during drift transport in GaAs. *Applied Physics Letters*, 81(2002):2788–2790, 2002. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1512818.
- [138] R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, B. Ya. Meltser, M. N. Stepanova, B. P. Zakharchenya, D. Gammon, and D. S. Katzer. Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs. *Physical Review B*, 66:245204, 2002. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.66.245204. URL <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0208083>.
- [139] M.W. Wu, J.H. Jiang, and M.Q. Weng. Spin dynamics in semiconductors. *Physics Reports*, 493(2-4):61–236, August 2010. ISSN 03701573. doi: 10.1016/j.physrep.2010.04.002. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370157310000955>.
- [140] J. H. Buß, J. Rudolph, F. Natali, F. Semond, and D. Hägele. Anisotropic electron spin relaxation in bulk GaN. *Applied Physics Letters*, 95(2009), 2009. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3261755.
- [141] J. Lohrenz, T. Paschen, and M. Betz. Resonant spin amplification in intrinsic bulk germanium: Evidence for electron spin lifetimes exceeding 50 ns. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 89:1–4, 2014. ISSN 1550235X. doi: 10.1103/PhysRevB.89.121201.
- [142] Jörg Rudolph, Jan Heye Buß, and Hägele Daniel. Electron spin dynamics in GaN. *Phys. Status Solidi B*, 251(9):1850–1860, 2014. doi: 10.1002/pssb.201350185.
- [143] X. Cartoixa, D. Z Y Ting, and Y. C. Chang. Suppression of the D'yakonov-Perel' spin-relaxation mechanism for all spin components in [111] zincblende quantum wells. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 71:1–5, 2005. ISSN 10980121. doi: 10.1103/PhysRevB.71.045313.
- [144] a. Hernández-Mínguez, K. Biermann, R. Hey, and P. V. Santos. Electrical suppression of spin relaxation in GaAs(111)b quantum wells. *Physical Review Letters*, 109 (December):1–5, 2012. ISSN 00319007. doi: 10.1103/PhysRevLett.109.266602.
- [145] M. Q. Weng and M. W. Wu. Spin-charge separation in bipolar spin transport in (111) GaAs quantum wells. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 88:1–5, 2013. ISSN 10980121. doi: 10.1103/PhysRevB.88.195310.
- [146] WA Hines, AH Menotti, JI Budnick, TJ Burch, T. Litrenta, V. Niculescu, and K. Raj. Magnetization studies of binary and ternary alloys based on Fe<sub>3</sub>Si. *Physical Review B*, 13(9):4060–4068, 1976. URL <http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.13.4060>.
- [147] Pranaba Kishor Muduli. *Ferromagnetic thin films of Fe and Fe<sub>3</sub>Si on low-symmetric GaAs(113)A substrates*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, 2005.
- [148] A. Himself, W. Blau, G. Merz, W. Niederlag, U. Querin, J. Weisbach, and K. Kleinstück. Electronic Structure of Fe<sub>3</sub>Si-Type Alloys. *Phys. Stat. Sol. (B)*, 100:179, 1980.

- [149] Sani Noor. *Structural and magnetic properties of ultrathin Fe<sub>3</sub>Si layers epitaxially grown on GaAs(001) and GaAs(110)*. PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2013.
- [150] Mike McElfresh. *Fundamentals of magnetism and magnetic measurements featuring quantum design's magnetic property measurement system*. QUANTUM DESIGN, San Diego, 1994.
- [151] Hans Frauenfelder, editor. *The Mössbauer Effect*. W. A. Benjamin, Inc., New York, 1962.
- [152] U. Gonser, Peter Schaaf, and F. Aubertin. Simultaneous triple radiation Mössbauer spectroscopy (STRMS). *Hyperfine Interact.*, 66:95, 1991. URL <http://link.springer.com/content/pdf/10.1007%2F02395859.pdf>.
- [153] P. Schaaf, A. Krämer, L. Blaes, G. Wagner, F. Aubertin, and U. Gonser. Simultaneous conversion electron, conversion X-ray and transmission Mössbauer spectroscopy. *Nucl.Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B*, 53:184, 1991. URL [http://ac.els-cdn.com/0168583X9195655W/1-s2.0-0168583X9195655W-main.pdf?\\_tid=fb5fb7c4-ad82-11e2-835a-00000aacb362&acdnat=1366879065\\_951b6dc7b04398f3ea00cefbf95af1](http://ac.els-cdn.com/0168583X9195655W/1-s2.0-0168583X9195655W-main.pdf?_tid=fb5fb7c4-ad82-11e2-835a-00000aacb362&acdnat=1366879065_951b6dc7b04398f3ea00cefbf95af1).
- [154] Georg Rixecker, Peter Schaaf, and Ulrich Gonser. Depth selective analysis of phases and spin textures in amorphous , nanocrystalline and crystalline ribbons treated with an excimer laser. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 26:870, 1993. URL [http://iopscience.iop.org/0022-3727/26/5/023/pdf/0022-3727\\_26\\_5\\_023.pdf](http://iopscience.iop.org/0022-3727/26/5/023/pdf/0022-3727_26_5_023.pdf).
- [155] NT-MDT. 2.3 Cantilever linear oscillations. Internet, 2014. URL <http://www.ntmdt.com/spm-basics/view/linear-oscillations>.
- [156] NT-MDT. Magnetic Force Microscopy : Quantitative Results Treatment. Internet, 2014. URL <http://www.ntmdt.com/spm-basics/view/quantitative-treatment-mfm>.
- [157] Vladimír Cambel, Dagmar Gregušová, Peter Eliáš, Ján Fedor, Ivan Kostič, Ján Maňka, and Peter Ballo. Switching Magnetization Magnetic Force Microscopy - An Alternative to Conventional Lift-Mode MFM. *Journal of Electrical Engineering*, 62(1):37–43, January 2011. ISSN 1335-3632. doi: 10.2478/v10187-011-0006-2. URL <http://www.degruyter.com/view/j/jee.2011.62.issue-1/v10187-011-0006-2/v10187-011-0006-2.xml>.
- [158] Cristina S Neves, Pedro Quaresma, Pedro V Baptista, Patrícia a Carvalho, João Pedro Araújo, Eulália Pereira, and Peter Eaton. New insights into the use of magnetic force microscopy to discriminate between magnetic and nonmagnetic nanoparticles. *Nanotechnology*, 21(30):305706, July 2010. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/21/30/305706. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20610872>.
- [159] Alexander Schwarz and Roland Wiesendanger. Magnetic sensitive force microscopy. *Nano Today*, 3(1):28–39, 2008. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1748013208700136>.

- [160] Ralph Pulwey. *Magnetkraftmikroskopie an polykristallinen und epitaktischen Nanomagneten*. PhD thesis, Regensburg, 2007. URL [http://epub.uni-regensburg.de/10573/http://epub.uni-regensburg.de/10573/1/diss\\_pulwey.pdf](http://epub.uni-regensburg.de/10573/http://epub.uni-regensburg.de/10573/1/diss_pulwey.pdf).
- [161] Wolfgang Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 3 Elektrodynamik*. Springer-Verlag, 7. auflage edition, 2004. ISBN 3-540-20509-8.
- [162] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, second edition edition, 1975. ISBN 0-471-43132-X.
- [163] Thomas Fischbacher, Matteo Franchin, Giuliano Bordignon, and Hans Fangohr. A Systematic Approach to Multiphysics Extensions of Finite-Element-Based Micromagnetic Simulations: Nmag. *IEEE Transactions on Magnetics*, 43(6):2896–2898, 2007. doi: 10.1109/TMAG.2007.893843. URL [http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs\\_all.jsp?arnumber=4202717&abstractAccess=no&userType=inst](http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=4202717&abstractAccess=no&userType=inst).
- [164] M. A. Herman and H. Sitter. *Molecular Beam Epitaxy*. H. K. V. Lotsch, Springer-Verlag, 1996.
- [165] E. H. C. Parker, editor. *The Technology And Physics Of Molecular Beam Epitaxie*. Plenum Press, New York, 1985.
- [166] Robin F. C. Farrow, editor. *Molecular Beam Epitaxie Applications to Key Materials*. Noyes Publications, 1995.
- [167] J. Y. Tsao. *Materials Fundamentals of Molecular Beam Epitaxy*. Academic Press, Boston, 1993.
- [168] N. N. Ledentsov. *Growth Processes and Surface Phase Equilibria in Molecular Beam Epitaxy*. Springer Berlin, 1999.
- [169] J A Venables, G D T Spiller, and M Hanbücken. Nucleation and growth of thin films. *Reports on Progress in Physics*, 47:399, 1984. URL <http://iopscience.iop.org/0034-4885/47/4/002>.
- [170] Hans Lüth. *Solid Surfaces, Interfaces and Thin Films, 4th edition*. Springer Berlin, 2001.
- [171] S Iida and Y Sugita. GaAs-Whisker Crystals containing Germanium Core. *Applied Physics Letters*, 8(4):77–78, 1966.
- [172] N Holonyak, C M Wolfe, and J S Moore. Vapor-Liquid-Solid growth of Gallium Phosphide. *Applied Physics Letters*, 6(4):6–7, 1965.
- [173] X. Duan and Charles M. Lieber. General Synthesis of Compound Semiconductor Nanowires. *Advanced Materials*, 12(4):298–302, February 2000. ISSN 0935-9648. doi: 10.1002/(SICI)1521-4095(200002)12:4<298::AID-ADMA298>3.0.CO;2-Y. URL [http://doi.wiley.com/10.1002/\(SICI\)1521-4095\(200002\)12:4<298::AID-ADMA298>3.0.CO;2-Y](http://doi.wiley.com/10.1002/(SICI)1521-4095(200002)12:4<298::AID-ADMA298>3.0.CO;2-Y).
- [174] Alfredo M Morales and Charles M. Lieber. A laser ablation method for the synthesis of crystalline semiconductor nanowires. *Science*, 279(January):208, 1998.

- [175] B. J. Ohlsson, Mikael T. Björk, M. H. Magnusson, K. Deppert, Lars Samuelson, and L. R. Wallenberg. Size-, shape-, and position-controlled GaAs nano-whiskers. *Applied Physics Letters*, 79(20):3335, 2001. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1418446. URL <http://link.aip.org/link/APPLAB/v79/i20/p3335/s1&Agg=doi>.
- [176] B A Wacaser, K Deppert, L S Karlsson, Lars Samuelson, and W Seifert. Growth and Characterization of defect free GaAs nanowires. *Journal of Crystal Growth*, 287(2):504, 2006.
- [177] Z. H. Wu, X. Y. Mei, D. Kim, M. Blumin, and H. E. Ruda. Growth of Au-catalyzed ordered GaAs nanowire arrays by molecular-beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 81: 5177, 2002.
- [178] M. C. Plante and R. R. LaPierre. Growth mechanisms of GaAs nanowires by gas source molecular beam epitaxy. *J. Cryst. Growth*, 286:349–399, 2006.
- [179] Ann I. Persson, Magnus W. Larsson, Stig Stenström, B. Jonas Ohlsson, Lars Samuelson, and L. Reine Wallenberg. Solid-phase diffusion mechanism for GaAs nanowire growth. *nature materials*, 3:677, 2004.
- [180] J. C. Harmand, G. Patriarche, N. Péré-Laperne, M-N. Mérat-Combes, L. Travers, and F. Glas. Analysis of vapor-liquid-solid mechanism in Au-assisted GaAs nanowire growth. *Appl. Phys. Lett.*, 87:203101, 2005.
- [181] Z H Wu, M Sun, X Y Mei, and H E Ruda. Growth and photoluminescence characteristics of AlGaAs nanowires. *Applied Physics Letters*, 85:657, 2004.
- [182] V. Dubrovskii, G. Cirlin, I. Soshnikov, A. Tonkikh, N. Sibirev, Yu. Samsonenko, and V. Ustinov. Diffusion-induced growth of GaAs nanowhiskers during molecular beam epitaxy: Theory and experiment. *Physical Review B*, 71(20):205325, May 2005. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.71.205325. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.205325>.
- [183] Soo-Ghang Ihn, Jong-In Song, Tae-Wook Kim, Dong-Seok Leem, Takhee Lee, Sang-Geul Lee, Eui Kwan Koh, and Kyung Song. Morphology- and orientation-controlled gallium arsenide nanowires on silicon substrates. *Nano Letters*, 7(1): 39–44, January 2007. ISSN 1530-6984. doi: 10.1021/nl0618795. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17212437>.
- [184] I. P. Soshnikov, G. E. Cirlin, A A Tonkikh, V N Nevedomskii, Y B Samsonenko, and V M Ustinov. Electron diffraction on GaAs nanowhiskers grown on Si(100) and Si(111) substrates by molecular-beam epitaxy. *Physics of the Solid State*, 49(8): 1440, 2007.
- [185] SG Ihn, JI Song, and YH Kim. Growth of GaAs nanowires on Si substrates using a molecular beam epitaxy. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 6(3):384–389, 2007. URL [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs\\_all.jsp?arnumber=4200729](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=4200729).
- [186] Y B Samsonenko, G. E. Cirlin, V A Egorov, N K Polyakov, V Ulin, P, and Vladimir G. Dubrovskii. Specific features of formation of GaAs nanowire crystals during molecular beam epitaxy on different silicon surfaces. *Semiconductors*, 42(12):1445–1449, December 2008. ISSN 1063-7826. doi: 10.1134/S1063782608120130. URL <http://www.springerlink.com/index/10.1134/S1063782608120130>.

- [187] J H Paek, T Nishiwaki, M Yamaguchi, and N Sawaki. MBE-VLS growth of GaAs nanowires on (111) Si substrate. *Physica Status Solidi (c)*, 5(9):2740–2742, 2008.
- [188] Anna Fontcuberta i Morral, Carlo Colombo, Gerhard Abstreiter, Jordi Arbiol, and J R Morante. Nucleation mechanism of gallium-assisted molecular beam epitaxy growth of gallium arsenide nanowires. *Appl. Phys. Lett.*, 92(6):63112, 2008. doi: 10.1063/1.2837191.
- [189] Bernhard Mandl, Julian Stangl, Emelie Hilner, Alexei a Zakharov, Karla Hillerich, Anil W Dey, Lars Samuelson, Günther Bauer, Knut Deppert, and Anders Mikkelsen. Growth mechanism of self-catalyzed group III-V nanowires. *Nano letters*, 10(11):4443–4449, November 2010. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl1022699. URL <http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=3028567&tool=pmcentrez&rendertype=abstract>.
- [190] B Mandl, Julian Stangl, T Mårtensson, A Mikkelsen, J Eriksson, L S Karlsson, G Bauer, Lars Samuelson, and W Seifert. Au-free epitaxial growth of InAs nanowires. *Nano Letters*, 6(8):1817–1821, 2006.
- [191] M Mattila, T Hakkarainen, H Lipsanen, H Jiang, and E I Kauppinen. Catalyst-free growth of In(As)P nanowires on silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 89:063119, 2006.
- [192] C Colombo, D Spirkoska, M Frimmer, Gerhard Abstreiter, and Anna Fontcuberta i Morral. Ga-assisted catalyst-free growth mechanism of GaAs nanowires by molecular beam epitaxy. *Phys. Rev. B*, 77(15):155326, 2008. doi: 10.1103/PhysRevB.77.155326.
- [193] Fauzia Jabeen, Vincenzo Grillo, Silvia Rubini, and Faustino Martelli. Self-catalyzed growth of GaAs nanowires on cleaved Si by molecular beam epitaxy. *Nanotechnology*, 19(27):275711, July 2008. ISSN 0957-4484. doi: 10.1088/0957-4484/19/27/275711.
- [194] J. H. Paek, T. Nishiwaki, M. Yamaguchi, and N. Sawaki. Catalyst free MBE-VLS growth of GaAs nanowires on (111)Si substrate. *Phys. Status Solidi C*, 6:1436, 2009.
- [195] Maria Hilse, M. Ramsteiner, S. Breuer, L. Geelhaar, and H. Riechert. Incorporation of the dopants Si and Be into GaAs nanowires. *Applied Physics Letters*, 96(19):193104, 2010. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3428358. URL <http://link.aip.org/link/APPLAB/v96/i19/p193104/s1&Agg=doi>.
- [196] Maria Hilse. Wachstum von GaAs-Nanodrähten mittels Molekularstrahlepitaxie. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I Institut für Physik, Dezember 2009.
- [197] S. Breuer, M. Hilse, a. Trampert, L. Geelhaar, and H. Riechert. Vapor-liquid-solid nucleation of GaAs on Si(111): Growth evolution from traces to nanowires. *Phys. Rev. B*, 82(7):075406, August 2010. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.82.075406. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.82.075406>.
- [198] Claudio Somaschini, Sergio Bietti, Achim Trampert, Uwe Jahn, Christian Hauswald, Henning Riechert, Stefano Sanguinetti, and Lutz Geelhaar. Control over the Number Density and Diameter of GaAs Nanowires on Si(111) Mediated by

- Droplet Epitaxy. *Nano letters*, 13(8):3607–3613, August 2013. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl401404w. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/23898953>.
- [199] Emmanouil Dimakis, Uwe Jahn, Manfred Ramsteiner, Abbas Tahraoui, Javier Grandal, Xiang Kong, Oliver Marquardt, Achim Trampert, Henning Riechert, and Lutz Geelhaar. Coaxial Multishell (In,Ga)As/GaAs Nanowires for Near-Infrared Emission on Si Substrates. *Nano letters*, 14:2604–2609, April 2014. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl500428v. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24678901>.
- [200] Emmanouil Dimakis, Manfred Ramsteiner, Chang-Ning Huang, Achim Trampert, Anton Davydok, Andreas Biermanns, Ullrich Pietsch, Henning Riechert, and Lutz Geelhaar. In situ doping of catalyst-free InAs nanowires with Si: Growth, polytypism, and local vibrational modes of Si. *Applied Physics Letters*, 103(14):143121, 2013. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4824344. URL <http://link.aip.org/link/APPLAB/v103/i14/p143121/s1&Agg=doi>.
- [201] Emmanouil Dimakis, Manfred Ramsteiner, Abbas Tahraoui, Henning Riechert, and Lutz Geelhaar. Shell-doping of GaAs nanowires with Si for n-type conductivity. *Nano Research*, 5(11):796–804, October 2012. ISSN 1998-0124. doi: 10.1007/s12274-012-0263-9. URL <http://www.springerlink.com/index/10.1007/s12274-012-0263-9>.
- [202] Emmanouil Dimakis, Jonas Lähnemann, Uwe Jahn, Steffen Breuer, Maria Hilse, Lutz Geelhaar, and Henning Riechert. Self-Assisted Nucleation and Vapor-Solid Growth of InAs Nanowires on Bare Si(111). *Crystal Growth & Design*, 11(9):4001–4008, September 2011. ISSN 1528-7483. doi: 10.1021/cg200568m. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/cg200568m>.
- [203] Steffen Breuer, Lou-Fé Feiner, and Lutz Geelhaar. Droplet Bulge Effect on the Formation of Nanowire Side Facets. *Crystal Growth & Design*, 13(7):2749–2755, July 2013. ISSN 1528-7483. doi: dx.doi.org/10.1021/cg301770f. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/cg301770f>.
- [204] Steffen Breuer, Carsten Pfüller, Timur Flissikowski, Oliver Brandt, Holger T. Grahn, Lutz Geelhaar, and Henning Riechert. Suitability of Au- and self-assisted GaAs nanowires for optoelectronic applications. *Nano Letters*, 11(3):1276–1279, March 2011. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl104316t. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/21319838>.
- [205] R B Finkelman, R R Larson, and E J Dwornik. Naturally occurring vapor-liquid-solid (VLS) whisker growth of germanium sulfide. *Journal of Crystal Growth*, 22(2): 159–160, 1974.
- [206] J L Carter. VLS (Vapor-Liquid-Solid): Newly Discovered Growth Mechanism on the Lunar Surface? *Science*, 181(4102):841, 1973.
- [207] Martin C. Plante and Ray R. LaPierre. Analytical description of the metal-assisted growth of III-V nanowires: Axial and radial growths. *Journ. Appl. Phys.*, 105:114304, 2009.
- [208] V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, G. E. Cirlin, J. C. Harmand, and V. M. Ustinov. Theoretical analysis of the vapor-liquid-solid mechanism of nanowire growth during molecular beam epitaxy. *Phys. Rev. E*, 73:021603, 2006.

- [209] V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, G. E. Cirlin, I. P. Soshnikov, W. H. Chen, R. Larde, E. Cadel, P. Pareige, T. Xu, B. Grandidier, J.-P. Nys, D. Stievenard, M. Moewe, L. C. Chuang, , and C. Chang-Hasnain. Gibbs-Thomson and diffusion-induced contributions to the growth rate of Si, InP, and GaAs nanowires. *Phys. Rev. B*, 79: 205316, 2009.
- [210] Vladimir G. Dubrovskii, N. Sibirev, G. E. Cirlin, A. Bouravleuv, Yu. Samsonenko, Dasa L Dheeraj, H. Zhou, C. Sartel, Jean-Christophe Harmand, G. Patriarche, and Frank Glas. Role of nonlinear effects in nanowire growth and crystal phase. *Physical Review B*, 80(20):205305, November 2009. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.80.205305. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.80.205305>.
- [211] Vladimir G. Dubrovskii, G. E. Cirlin, N V Sibirev, F. Jabeen, Jean-Christophe Harmand, and P Werner. New mode of vapor-liquid-solid nanowire growth. *Nano letters*, 11(3):1247–53, March 2011. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl104238d. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/21344916>.
- [212] V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, G. E. Cirlin, M. Tchernycheva, J. C. Harmand, and V. M. Ustinov. Shape modification of III-V nanowires: The role of nucleation on sidewalls. *Phys. Rev. E*, 77:031606, 2008.
- [213] V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, G. É. Cirlin, V. M. Ustinov, and J. C. Harmand. Nucleation at the lateral Surface and the Shape of Whisker Nanocrystals. *Semicond.*, 41:1240–1247, 2007.
- [214] V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, R. A. Suris, G. E. Cirlin, J. C. Harmand, and V. M. Ustinov. Diffusion-controlled growth of semiconductor nanowires: Vapor pressure versus high vacuum deposition. *Surf. Sci.*, 601:4395–4401, 2007.
- [215] V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, R. A. Suris, G. É. Cirlin, V. M. Ustinov, M. Tchernycheva, and J. C. Harmand. The Role of Surface Diffusion of Adatoms in the Formation of Nanowire Crystals. *Semicond.*, 40:1075–1082, 2006.
- [216] V. G. Dubrovskii, I. P. Soshnikov, N. V. Sibirev, G. É. Cirlin, V. M. Ustinov, M. Tchernycheva, and J. C. Harmand. Effect of Deposition Conditions on Nanowhisker Morphology. *Semicond.*, 41:865–874, 2007.
- [217] Frank Glas, Jean-Christophe Harmand, and G Patriarche. Nucleation Antibunching in Catalyst-Assisted Nanowire Growth. *Physical Review Letters*, 104(13): 135501, 2010.
- [218] C Sartel, Dasa L Dheeraj, F. Jabeen, and Jean-Christophe Harmand. Effect of arsenic species on the kinetics of GaAs nanowires growth by molecular beam epitaxy. *Journal of Crystal Growth*, 312(14):2073–2077, 2010.
- [219] J. C. Harmand, M. Tchernycheva, G. Patriarche, L. Travers, F. Glas, and G. Cirlin. GaAs nanowires formed by Au-assisted molecular beam epitaxy: Effect of growth temperature. *J. Cryst. Growth*, 301-302:853–856, 2007.
- [220] F Matteini, G Tutuncuoglu, D Rüffer, E Alarcon-Llado, and A Fontcuberta i Morral. Untangling the role of oxide in Ga-assisted growth of GaAs nanowires on



- Si substrates. *arXiv preprint arXiv: ...*, (arXiv:1307.6113 [cond-mat.mtrl-sci]), 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1307.6113>.
- [221] Sébastien Plissard, G Larrieu, X Wallart, and Philippe Caroff. High yield of self-catalyzed GaAs nanowire arrays grown on silicon via gallium droplet positioning. *Nanotechnology*, 22(27):275602, July 2011. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/22/27/275602. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/21597162>.
- [222] Torsten Rieger, Sonja Heiderich, Steffi Lenk, Mihail Ion Lepsa, and Detlev Grützmacher. Ga-assisted MBE growth of GaAs nanowires using thin HSQ layer. *Journal of Crystal Growth*, 353(1):39–46, August 2012. ISSN 00220248. doi: 10.1016/j.jcrysgro.2012.05.006. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2012.05.006>.
- [223] Morten Hannibal Madsen, Martin Aagesen, Peter Krogstrup, Claus Sørensen, and Jesper Nygård. Influence of the oxide layer for growth of self-assisted InAs nanowires on Si(111). *Nanoscale research letters*, 6(1):516, jan 2011. ISSN 1556-276X. doi: 10.1186/1556-276X-6-516. URL <http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=3212055&tool=pmcentrez&rendertype=abstract>.
- [224] C. T. Foxon, S. V. Novikov, J. L. Hall, R. P. Champion, D. Cherns, I. Griffiths, and S. Khongphetsak. A complementary geometric model for the growth of GaN nanocolumns prepared by plasma-assisted molecular beam epitaxy. *J. Cryst. Growth*, 311:3423, 2009.
- [225] Chin-Yu Yeh, Z W Lu, S Froyen, and Alex Zunger. Zinc-blende-wurtzite polytypism in semiconductors. *Physical Review B*, 46(16):10086, October 1992. doi: 10.1103/PhysRevB.46.10086.
- [226] Philipp Schroth, Martin Köhl, Jean-wolfgang Hornung, Emmanouil Dimakis, Claudio Somaschini, Lutz Geelhaar, Andreas Biermanns, Sondas Bauer, Sergey Lazarev, Ullrich Pietsch, and Tilo Baumbach. Evolution of Polytypism in GaAs Nanowires during Growth Revealed by Time-Resolved in situ x-ray Diffraction. *Physical Review Letters*, 114(February):055504, 2015. doi: 10.1103/PhysRevLett.114.055504.
- [227] Vladimir M Kaganer, Martin Wölz, Oliver Brandt, Lutz Geelhaar, and Henning Riechert. X-ray diffraction profiles from axial nanowire heterostructures. *Physical Review B*, 83(24):245321, June 2011. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.83.245321. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.245321>.
- [228] S. Yamada, J. Sagar, S. Honda, L. Lari, G. Takemoto, H. Itoh, A. Hirohata, K. Mibu, M. Miyao, and K. Hamaya. Room-temperature structural ordering of a Heusler compound Fe<sub>3</sub>Si. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 86:174406, 2012. ISSN 10980121. doi: 10.1103/PhysRevB.86.174406.
- [229] K. Hamaya, N. Hashimoto, S. Oki, S. Yamada, M. Miyao, and T. Kimura. Estimation of the spin polarization for Heusler-compound thin films by means of nonlocal spin-valve measurements: Comparison of Co<sub>2</sub>FeSi and Fe<sub>3</sub>Si. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 85:100404(R), 2012. ISSN 10980121. doi: 10.1103/PhysRevB.85.100404.

- [230] Siao Li Liew, Debbie Hwee Leng Seng, Hui Ru Tan, and Dongzhi Chi. Structural and ferromagnetic response of  $\text{Fe}_3\text{Si}$  thin films on Si(001) to sputter-deposition rate and post-deposition annealing. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 42:105006, 2009. ISSN 0022-3727. doi: 10.1088/0022-3727/42/10/105006.
- [231] Yoshiaki Nakamura, Kenjiro Fukuda, Shogo Amari, and Masakazu Ichikawa.  $\text{Fe}_3\text{Si}$  nanodots epitaxially grown on Si(111) substrates using ultrathin  $\text{SiO}_2$  film technique. *Thin Solid Films*, 519:8512–8515, 2011. ISSN 00406090. doi: 10.1016/j.tsf.2011.05.025.
- [232] S. Noor, I. Barsukov, M. S. Özkan, L. Elbers, N. Melnichak, J. Lindner, M. Farle, and U. Köhler. Surface morphology and atomic structure of thin layers of  $\text{Fe}_3\text{Si}$  on GaAs(001) and their magnetic properties. *Journal of Applied Physics*, 113(10):103908, 2013. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.4795163. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/113/10/10.1063/1.4795163>.
- [233] P K Muduli, J Herfort, H.-P. Schönherr, and K H Ploog. Epitaxial  $\text{Fe}_3\text{Si}$  films stabilized on GaAs(113)A substrates. *Journal of crystal growth*, 285:514–520, 2005.
- [234] Vladimir Kaganer, Bernd Jenichen, Roman Shayduk, Wolfgang Braun, and Henning Riechert. Kinetic Optimum of Volmer-Weber Growth. *Physical Review Letters*, 102(1):016103, January 2009. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.102.016103. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.016103>.
- [235] B. Jenichen, V.M. Kaganer, W. Braun, J. Herfort, R. Shayduk, and K.H. Ploog. Layer-by-layer growth of thin epitaxial  $\text{Fe}_3\text{Si}$  films on GaAs (001). *Thin Solid Films*, 515(14):5611–5614, May 2007. ISSN 00406090. doi: 10.1016/j.tsf.2006.12.119. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0040609006015252>.
- [236] Jian Wang and Jian-Sheng Wang. Dimensional crossover of thermal conductance in nanowires. *Applied Physics Letters*, 90(24):241908, 2007. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2748342. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/90/24/10.1063/1.2748342>.
- [237] Davide Donadio and Giulia Galli. Atomistic Simulations of Heat Transport in Silicon Nanowires. *Physical Review Letters*, 102(19):195901, May 2009. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.102.195901. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.195901>.
- [238] Davide Donadio and Giulia Galli. Temperature dependence of the thermal conductivity of thin silicon nanowires. *Nano letters*, 10(3):847–51, March 2010. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl903268y. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20163124>.
- [239] Troels Markussen, Antti-Pekka Jauho, and Mads Brandbyge. Electron and phonon transport in silicon nanowires: Atomistic approach to thermoelectric properties. *Physical Review B*, 79(3):035415, January 2009. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.79.035415. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.035415>.
- [240] David Lacroix, Karl Joulain, and Denis Lemonnier. Monte Carlo transient phonon transport in silicon and germanium at nanoscales. *Physical Review B*, 72(6):064305,

- August 2005. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.72.064305. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.064305>.
- [241] David Lacroix, Karl Joulain, Damian Terris, and Denis Lemonnier. Monte Carlo simulation of phonon confinement in silicon nanostructures: Application to the determination of the thermal conductivity of silicon nanowires. *Applied Physics Letters*, 89(10):103104, 2006. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2345598. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/89/10/10.1063/1.2345598>.
- [242] Natalio Mingo, Liu Yang, Deyu Li, and Arun Majumdar. Predicting the Thermal Conductivity of Si and Ge Nanowires. *Nano Letters*, 3(12):1713–1716, December 2003. ISSN 1530-6984. doi: 10.1021/nl034721i. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nl034721i>.
- [243] N. Mingo and Liu Yang. Phonon transport in nanowires coated with an amorphous material: An atomistic Green's function approach. *Physical Review B*, 68(24):245406, December 2003. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.68.245406. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.68.245406>.
- [244] N. Mingo and D. Broido. Lattice Thermal Conductivity Crossovers in Semiconductor Nanowires. *Physical Review Letters*, 93(24):246106, December 2004. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.93.246106. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.246106>.
- [245] Inna Ponomareva, Deepak Srivastava, and Madhu Menon. Thermal conductivity in thin silicon nanowires: phonon confinement effect. *Nano letters*, 7(5):1155–9, 2007. ISSN 1530-6984. doi: 10.1021/nl062823d. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17394370>.
- [246] N Papanikolaou. Lattice thermal conductivity of SiC nanowires. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20(13):135201, April 2008. ISSN 0953-8984. doi: 10.1088/0953-8984/20/13/135201. URL <http://stacks.iop.org/0953-8984/20/i=13/a=135201?key=crossref.9381c96eff730a74382156e5e763b006>.
- [247] a. H. Davoody, E. B. Ramayya, L. N. Maurer, and I. Knezevic. Ultrathin GaN nanowires: Electronic, thermal, and thermoelectric properties. *Physical Review B*, 89(11):115313, March 2014. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.89.115313. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.115313>.
- [248] Yunfei Chen, Deyu Li, Jennifer R. Lukes, and Arun Majumdar. Monte Carlo Simulation of Silicon Nanowire Thermal Conductivity. *Journal of Heat Transfer*, 127:1129–1137, 2005. doi: 10.1115/1.2035114. URL <http://dx.doi.org/10.1115/1.2035114>.
- [249] H.L. Duan, J. Weissmüller, and Y. Wang. Instabilities of core-shell heterostructured cylinders due to diffusions and epitaxy: Spheroidization and blossom of nanowires. *J. Mech. and Phys. Solids*, 56(5):1831, May 2008. ISSN 00225096. doi: 10.1016/j.jmps.2007.11.009. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022509607002256>.
- [250] V Schmidt, PC McIntyre, and U Gösele. Morphological instability of misfit-strained core-shell nanowires. *Phys. Rev. B*, 77:235302, 2008. URL <http://prb.aps.org/abstract/PRB/v77/i23/e235302>.

- [251] E.I. Givargizov. Periodic instability in whisker growth. *J. Cryst. Growth*, 20(3): 217, October 1973. ISSN 00220248. doi: 10.1016/0022-0248(73)90008-0. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0022024873900080>.
- [252] Douglas Soares Oliveira, Luiz Henrique Galvão Tizei, Daniel Mario Ugarte, and Monica Alonso Cotta. Spontaneous periodic diameter oscillations in InP nanowires: the role of interface instabilities. *Nano letters*, 13:9–13, December 2013. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl302891b. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/23205668>.
- [253] Cunxu Gao, Rouin Farshchi, Claudia Roder, Pinar Dogan, and Oliver Brandt. GaN/Fe core/shell nanowires for nonvolatile spintronics on Si. *Phys. Rev. B*, 83(24):245323, June 2011. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.83.245323.
- [254] Sergey Ph. D. Stepanov. X-ray Server. Online, 1997. URL <http://x-server.gmca.aps.anl.gov/>.
- [255] J. Hafner and D. Spišák. Structure and stability of the low-index surfaces of Fe<sub>3</sub>Si: Ab initio density functional investigations. *Physical Review B*, 75(19):195411, May 2007. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.75.195411. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.75.195411>.
- [256] Pearsons Crystallographic Database.
- [257] D Zhu, D J Wallis, and C J Humphreys. Prospects of III-nitride optoelectronics grown on Si. *Reports on Progress in Physics*, 76(10):106501, October 2013. ISSN 1361-6633. doi: 10.1088/0034-4885/76/10/106501. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24088511>.
- [258] Kikurou Takemoto, Hisashi Murakami, Tomoyuki Iwamoto, Yuriko Matsuo, Yoshihiro Kangawa, Yoshinao Kumagai, and Akinori Koukitu. Growth of GaN Directly on Si(111) Substrate by Controlling Atomic Configuration of Si Surface by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45(No. 18):L478–L481, April 2006. ISSN 0021-4922. doi: 10.1143/JJAP.45.L478. URL <http://stacks.iop.org/1347-4065/45/L478>.
- [259] J. P. van der Ziel, R. D. Dupuis, R. a. Logan, and C. J. Pinzone. Degradation of GaAs lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition on Si substrates. *Applied Physics Letters*, 51(2):89, 1987. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.98997. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/51/2/10.1063/1.98997>.
- [260] Shiro Sakai, R. J. Matyi, and H. Shichijo. Growth of GaAs on GaAs-coated Si by liquid-phase epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 63(4):1075, 1988. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.340010. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/63/4/10.1063/1.340010>.
- [261] Tsuyoshi Yoshitake, Dai Nakagauchi, and Kunihiro Nagayama. Ferromagnetic Iron Silicide Thin Films Prepared by Pulsed-Laser Deposition. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 42(Part 2, No. 7B):L849, July 2003. ISSN 0021-4922. doi: 10.1143/JJAP.42.L849. URL <http://jjap.ipap.jp/link?JJAP/42/L849/>.

- [262] Stephen B. Soffer. Statistical Model for the Size Effect in Electrical Conduction. *Journal of Applied Physics*, 38(4):1710–1715, 1967. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1709746. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/38/4/10.1063/1.1709746>.
- [263] A. F. Mayadas, M. Shatzkes, and J. F. Janak. Electrical Resistivity Model for Polycrystalline Films: the Case of Specular Reflection At External Surfaces. *Applied Physics Letters*, 14(11):345–347, 1969. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1652680. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/14/11/10.1063/1.1652680>.
- [264] A. F. Mayadas. Intrinsic Resistivity and Electron Mean Free Path in Aluminum Films. *Journal of Applied Physics*, 39(9):4241–4245, 1968. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1656954. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/39/9/10.1063/1.1656954>.
- [265] AF Mayadas and M Shatzkes. Electrical-resistivity model for polycrystalline films: the case of arbitrary reflection at external surfaces. *Physical Review B*, 1 (February):1382–1389, 1970. URL <http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.1.1382>.
- [266] K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, H. Wende, J. Herfort, H.-P. Schönherr, and K. Ploog. Magnetic properties of Fe<sub>3</sub>Si/GaAs(001) hybrid structures. *Physical Review B*, 72(14):144411, October 2005. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.72.144411. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.144411>.
- [267] a. Ionescu, C. Vaz, T. Trypiniotis, C. Gürtler, H. García-Miquel, J. Bland, M. Vickers, R. Dalgliesh, S. Langridge, Y. Bugoslavsky, Y. Miyoshi, L. Cohen, and K. Ziebeck. Structural, magnetic, electronic, and spin transport properties of epitaxial Fe<sub>3</sub>Si/GaAs(001). *Physical Review B*, 71(9):094401, March 2005. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.71.094401. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.094401>.
- [268] Y. C. Liu, P. Chang, S. Y. Huang, L. J. Chang, W. C. Lin, S. F. Lee, M. Hong, and J. Kwo. Magnetization reversal processes of epitaxial Fe<sub>3</sub>Si films on GaAs(001). *Journal of Applied Physics*, 109(7):07D508, 2011. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.3556785. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/109/7/10.1063/1.3556785>.
- [269] S. H. Liou, S. S. Malhotra, J. X. Shen, M. Hong, J. Kwo, H. S. Chen, and J. P. Mannaerts. Magnetic properties of epitaxial single crystal ultrathin Fe<sub>3</sub>Si films on GaAs (001). *Journal of Applied Physics*, 73(10):6766, 1993. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.352479. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/73/10/10.1063/1.352479>.
- [270] J. Herfort, H.-P. Schönherr, and B. Jenichen. Magnetic and structural properties of ultrathin epitaxial Fe<sub>3</sub>Si films on GaAs(001). *Journal of Applied Physics*, 103(7):07B506, 2008. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.2831333. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/103/7/10.1063/1.2831333>.
- [271] a. Ionescu, C.a.F. Vaz, T. Trypiniotis, C.M. Gürtler, M.E. Vickers, H. García-Miquel, and J.a.C. Bland. Magnetic and structural properties of stoichiometric

- thin Fe<sub>3</sub>Si/GaAs(001) films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 286: 72–76, February 2005. ISSN 03048853. doi: 10.1016/j.jmmm.2004.09.042. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885304009321>.
- [272] Y.L. Hsu, Y.J. Lee, Y.H. Chang, M.L. Huang, Y.N. Chiu, C.C. Ho, P. Chang, C.H. Hsu, M. Hong, and J. Kwo. Structural and magnetic properties of epitaxial Fe<sub>3</sub>Si/GaAs heterostructures. *Journal of Crystal Growth*, 301–302:588–591, April 2007. ISSN 00220248. doi: 10.1016/j.jcrysgro.2006.11.142. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022024806014680>.
- [273] J Thomas, J Schumann, H Vinzelberg, E Arushanov, R Engelhard, O G Schmidt, and T Gemming. Epitaxial Fe<sub>3</sub>Si films on GaAs(100) substrates by means of electron beam evaporation. *Nanotechnology*, 20(23):235604, June 2009. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/20/23/235604. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19451681>.
- [274] Dorj Odkhuu and Soon Cheol Hong. Magnetocrystalline Anisotropy of D<sub>03</sub>-Fe<sub>3</sub>Si From First-Principles Study. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(10):2920–2923, October 2011. ISSN 0018-9464. doi: 10.1109/TMAG.2011.2154307. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=6027655>.
- [275] P. J. Webster and R. A. Ziebeck. *Landolt-Börnstein New Series III/19c p.104*. Springer, Berlin, 1988.
- [276] R. M. Bozorth. *Ferromagnetism*. IEEE Press, New York, 1993.
- [277] K. Hamaya, K. Ueda, Y. Kishi, Y. Ando, T. Sadoh, and M. Miyao. Epitaxial ferromagnetic Fe<sub>3</sub>Si/Si(111) structures with high-quality heterointerfaces. *Applied Physics Letters*, 93(13):132117, 2008. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2996581. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/93/13/10.1063/1.2996581>.
- [278] G Rixecker, P Schaaf, and U Gonser. On the interpretation of the mössbauer spectra of ordered Fe-Si alloys. *Phys. Status Solidi A*, 309:309, 1993.
- [279] Joachim Schöberl. NETGEN An advancing front 2D/3D-mesh generator based on abstract rules. *Computing and Visualization in Science*, 1(1):41–52, July 1997. ISSN 1432-9360. doi: 10.1007/s007910050004. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s007910050004>  
<http://link.springer.com/10.1007/s007910050004>.
- [280] Joachim Schöberl. *C ++ 11 Implementation of Finite Elements in NGSolve*. Number 30. Institute for Analysis and Scientific Computing - Vienna University of Technology, Wien, 2014. ISBN 978-3-902627-05-6. URL <http://www.asc.tuwien.ac.at/~schoeberl/wiki/publications/ngs-cpp11.pdf>.
- [281] P. K. Muduli, K.-J. Friedland, J. Herfort, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog. Composition dependent properties of Fe<sub>3</sub>Si films grown on GaAs(113)A substrates. *Journal of Applied Physics*, 105(7):07B104, 2009. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.3072832. URL <http://link.aip.org/link/JAPIAU/v105/i7/p07B104/s1&Agg=doi>.
- [282] Pawel Bruski. Spinabhängige elektronische Eigenschaften von Co<sub>2</sub>FeSi auf GaAs : Einflußder kristallinen Ordnung. Master’s thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, 2010.

- [283] Christian Butschkow, Elisabeth Reiger, Andreas Rudolph, Stefan Geißler, Daniel Neumaier, Marcello Soda, Dieter Schuh, Georg Woltersdorf, Werner Wegscheider, and Dieter Weiss. Origin of negative magnetoresistance of GaAs/(Ga,Mn)As core-shell nanowires. *Physical Review B*, 87(24):245303, June 2013. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.87.245303. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.87.245303>.
- [284] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, and L. W. Molenkamp. Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode. *Nature*, 402(6763):787, December 1999. ISSN 0028-0836. doi: 10.1038/45502.
- [285] M Ramsteiner. Electrical spin injection from ferromagnetic metals into GaAs. *Journal of Superconductivity*, 16(4):661–669, 2003. URL <http://www.springerlink.com/content/195q778676932vr4/>.
- [286] M. Ramsteiner, O. Brandt, T. Flissikowski, H. T. Grahn, M. Hashimoto, J. Herfort, and H. Kostial. Co<sub>2</sub>FeSi/GaAs/(Al,Ga)As spin light-emitting diodes: Competition between spin injection and ultrafast spin alignment. *Phys. Rev. B*, 78(12):121303(R), September 2008. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.78.121303.
- [287] A. Kawaharazuka, M. Ramsteiner, J. Herfort, H.-P. Schoßnherr, H. Kostial, and K. H. Ploog. Spin injection from Fe<sub>3</sub>Si into GaAs. *Applied Physics Letters*, 85(16):3492, October 2004. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1807014. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/85/16/10.1063/1.1807014><http://link.aip.org/link/?APPLAB/85/3492/1>.
- [288] Gerald Bastard. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*. 1992.
- [289] R. Fiederling, P. Grabs, W. Ossau, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp. Detection of electrical spin injection by light-emitting diodes in top- and side-emission configurations. *Applied Physics Letters*, 82(13):2160–2162, March 2003. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1564873. URL <http://link.aip.org/link/?APPLAB/82/2160/1>.
- [290] R. Farshchi and M. Ramsteiner. Spin injection from Heusler alloys into semiconductors: A materials perspective. *Journal of Applied Physics*, 113(19):191101, 2013. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.4802504. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/113/19/10.1063/1.4802504>.
- [291] Steffen Breuer, Maria Hilse, Lutz Geelhaar, and Henning Riechert. Nucleation and growth of Au-assisted GaAs nanowires on GaAs(111)B and Si(111) in comparison. *Journal of Crystal Growth*, 323(1):311–314, May 2011. ISSN 00220248. doi: 10.1016/j.jcrysgro.2010.11.071. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022024810010511>.
- [292] Kimberly A. Dick. A review of nanowire growth promoted by alloys and non-alloying elements with emphasis on Au-assisted III-V nanowires. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, 54(3-4):138–173, September 2008. ISSN 09608974. doi: 10.1016/j.pcrysgrow.2008.09.001. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0960897408000181>.
- [293] Federico Matteini, Gözde Tütüncüoğlu, Daniel Ruffer, Esther Alarcón-Lladó, and Anna Fontcuberta i Morral. Ga-assisted growth of GaAs nanowires on silicon,



- comparison of surface SiO<sub>x</sub> of different nature. *Journal of Crystal Growth*, 404: 246–255, October 2014. ISSN 00220248. doi: 10.1016/j.jcrysgro.2014.07.034. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022024814005363>.
- [294] D Spirkoska, Anna Fontcuberta i Morral, Joseph Dufouleur, Qiushi Xie, and Gerhard Abstreiter. Free standing modulation doped core-shell GaAs/AlGaAs hetero-nanowires. *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, 5(9):353–355, September 2011. ISSN 18626254. doi: 10.1002/pssr.201105338. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/pssr.201105338>.
- [295] C. Colombo, M. Hei, M. Grätzel, and A. Fontcuberta i Morral. Gallium arsenide p-i-n radial structures for photovoltaic applications. *Appl. Phys. Lett.*, 94:173108, 2009.
- [296] Friederich Limbach, Christian Hauswald, Jonas Lähnemann, Martin Wölz, Oliver Brandt, Achim Trampert, Michael Hanke, Uwe Jahn, Raffaella Carlarco, Lutz Geelhaar, and Henning Riechert. Current path in light emitting diodes based on nanowire ensembles. *Nanotechnology*, 23(46): 465301, November 2012. ISSN 0957-4484. doi: 10.1088/0957-4484/23/46/465301. URL <http://stacks.iop.org/0957-4484/23/i=46/a=465301?key=crossref.d1856d6f5132f81fefaf90c50a9c1e77>.
- [297] Stephan Kronholz. *Integration von Nanostrukturen durch alternative Methoden : Mizellen-Deposition, Template-Wachstum und Nanogaps*. Forschungszentrum Jülich GmbH, 2007. ISBN 9783893364787.
- [298] R. J. Malik, J. Nagle, M. Micovic, T. Harris, R. W. Ryan, and L. C. Hopkins. Doping limits of C, Be, and Si in GaAs grown by solid source molecular-beam epitaxy with a thermally cracked As<sub>2</sub> source. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10:850, 1992.
- [299] L Paves, F Piazza, M Henini, and I Harrison. Orientation dependence of the Si doping of GaAs grown by molecular beam epitaxy. *Semiconductor Science and Technology*, 8(2):167–171, February 1993. ISSN 0268-1242. doi: 10.1088/0268-1242/8/2/004. URL <http://iopscience.iop.org/0268-1242/8/2/004><http://stacks.iop.org/0268-1242/8/i=2/a=004?key=crossref.56831f2bf75fe63cb5430dab99edbb23>.
- [300] N. Sakamoto, K. Hirakawa, and T. Ikoma. Conduction-type conversion in Si-doped (311)A GaAs grown by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 67:1444, 1995.
- [301] Claudio Somaschini. InAs/GaAs axial nanowire heterostructures using Au assisted growth mode. private communication, 04 2013.
- [302] Claudio Somaschini. InAs on GaAs nanowire heterostructures on Si oxide. private communication, 05 2011.
- [303] Claudio Somaschini. Catalyst-free InAs/GaAs axial nanowire heterostructures. private communication, 12 2013.
- [304] G. Priante, S. Ambrosini, Vladimir G. Dubrovskii, A. Franciosi, and Silvia Rubini. Stopping and Resuming at Will the Growth of GaAs Nanowires. *Crystal Growth & Design*, 13(9):3976–3984, September 2013. ISSN 1528-7483. doi: 10.1021/cg400701w. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/cg400701w>.

- [305] L. Fröberg, W. Seifert, and J. Johansson. Diameter-dependent growth rate of InAs nanowires. *Physical Review B*, 76(15):153401, October 2007. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.76.153401. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.76.153401>.
- [306] Kimberly A Dick, Jessica Bolinsson, B Mattias Borg, and Jonas Johansson. Controlling the Abruptness of Axial Heterojunctions in III-V Nanowires: Beyond the Reservoir Effect. *Nano letters*, 12:3200–3206, 2012.
- [307] Josef A. Czaban, David A. Thompson, and Ray R. LaPierre. GaAs Core Shell Nanowires for Photovoltaic Applications. *Nano Lett.*, 9:148–154, 2009.
- [308] O. Salehzadeh, K. L. Kavanagh, and S. P. Watkins. Controlled axial and radial Te-doping of GaAs nanowires. *Journal of Applied Physics*, 112(5):054324, 2012. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.4751988. URL <http://link.aip.org/link/JAPIAU/v112/i5/p054324/s1&Agg=doi>.
- [309] M. Piccin, G. Bais, V. Grillo, F. Jabeen, S. De Franceschi, E. Carlino, M. Lazzarino, F. Romanato, L. Businaro, S. Rubinia, F. Martelli, and A. Franciosi. Growth by molecular beam epitaxy and electrical characterization of GaAs nanowires. *Physica E*, 37:134–137, 2007.
- [310] Alberto Casadei, Peter Krogstrup, Martin Heiss, Jason A. Ro?hr, Carlo Colombo, Thibaud Ruelle, Shivendra Upadhyay, Claus B. So?rensen, Jesper Nyga?rd, and Anna Fontcuberta i Morral. Doping incorporation paths in catalyst-free Be-doped GaAs nanowires. *Applied Physics Letters*, 102(1):013117, October 2013. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4772020. URL <http://arxiv.org/abs/1210.1670v1><http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/102/1/10.1063/1.4772020>.
- [311] Joseph Dufouleur, Carlo Colombo, Tonko Garma, Bernt Ketterer, Emanuele Uccelli, Marco Nicotra, and Anna Fontcuberta i Morral. P-Doping Mechanisms in Catalyst-Free Gallium Arsenide Nanowires. *Nano letters*, 10(5):1734–1740, May 2010. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl100157w. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20373777>.
- [312] L. Berger. Possible existence of a Josephson effect in ferromagnets. *Physical Review B*, 33(3):1572–1578, February 1986. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.33.1572. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.33.1572>.
- [313] L. Berger. Exchange interaction between electric current and magnetic domain wall containing Bloch lines. *Journal of Applied Physics*, 63(5):1663, 1988. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.339899. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/63/5/10.1063/1.339899>.
- [314] Gen Tatara and Hiroshi Kohno. Theory of Current-Driven Domain Wall Motion: Spin Transfer versus Momentum Transfer. *Physical Review Letters*, 92(8):086601, February 2004. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.92.086601. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.086601>.
- [315] Z. Li and S. Zhang. Domain-Wall Dynamics and Spin-Wave Excitations with Spin-Transfer Torques. *Physical Review Letters*, 92(20):207203, May 2004. ISSN

- 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.92.207203. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.207203>.
- [316] S. Zhang and Z. Li. Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets. *Physical Review Letters*, 93(12):127204, September 2004. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.93.127204. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.127204>.
- [317] S. Barnes and S. Maekawa. Current-Spin Coupling for Ferromagnetic Domain Walls in Fine Wires. *Physical Review Letters*, 95(10):107204, September 2005. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.95.107204. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.107204>.
- [318] a Thiaville, Y Nakatani, J Miltat, and Y Suzuki. Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires. *Europhysics Letters (EPL)*, 69(6):990–996, March 2005. ISSN 0295-5075. doi: 10.1209/epl/i2004-10452-6. URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/69/i=6/a=990?key=crossref.08cfdeef6135f63254ff9d17d22c1198>.
- [319] Atsufumi Hirohata and Koki Takanashi. Future perspectives for spintronic devices. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47(19):193001, May 2014. ISSN 0022-3727. doi: 10.1088/0022-3727/47/19/193001. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/47/i=19/a=193001?key=crossref.8252e6ac12d7f896edd39b0ab0dd37f8>.
- [320] Robert L Stamps, Stephan Breitzkreutz, Johan Å kerman, Andrii V Chumak, YoshiChika Otani, Gerrit E W Bauer, Jan-Ulrich Thiele, Martin Bowen, Sara a Majetich, Mathias Kläui, Ioan Lucian Prejbeanu, Bernard Dieny, Nora M Dempsey, and Burkard Hillebrands. The 2014 Magnetism Roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47(33):333001, August 2014. ISSN 0022-3727. doi: 10.1088/0022-3727/47/33/333001. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/47/i=33/a=333001?key=crossref.85a22cf8b7442bea1aac7a02b12e1104>.
- [321] Tim Burgess, Steffen Breuer, Philippe Caroff, Jennifer Wong-Leung, Qiang Gao, Hark Hoe Tan, and Chennupati Jagadish. Twinning Superlattice Formation in GaAs Nanowires. *ACS nano*, (9):8105–8114, September 2013. ISSN 1936-086X. doi: 10.1021/nn403390t. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/23987994>.
- [322] Jessica Bolinsson, Philippe Caroff, Bernhard Mandl, and Kimberly a. Dick. Wurtzite-zincblende superlattices in InAs nanowires using a supply interruption method. *Nanotechnology*, 22(26):265606, July 2011. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/22/26/265606. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/21576775>.
- [323] Rienk E. Algra, Marcel A Verheijen, Magnus T Borgström, Lou-Fé Feiner, George Immink, Willem J P van Enckevort, Elias Vlieg, and Erik P. A. M. Bakkers. Twinning superlattices in indium phosphide nanowires. *Nature*, 456(7220):369–72, November 2008. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/nature07570. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19020617>.
- [324] Philippe Caroff, Kimberly a. Dick, J Johansson, and ME Messing. Controlled polypotypic and twin-plane superlattices in III-V nanowires. *Nature nanotechnology*, 4

- (1):50–55, 2008. doi: 10.1038/NNANO.2008.359. URL <http://www.nature.com/nnano/journal/vaop/ncurrent/full/nnano.2008.359.html>.
- [325] Jonas Johansson and Kimberly A. Dick. Recent advances in semiconductor nanowire heterostructures. *CrystEngComm*, 13(24):7175, September 2011. ISSN 1466-8033. doi: 10.1039/c1ce05821e. URL <http://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2011/ce/c1ce05821e><http://xlink.rsc.org/?DOI=c1ce05821e>.
- [326] Bozhi Tian, Ping Xie, Thomas J Kempa, David C Bell, and Charles M. Lieber. Single-crystalline kinked semiconductor nanowire superstructures. *Nature nanotechnology*, 4(12):824–829, December 2009. ISSN 1748-3395. doi: 10.1038/nnano.2009.304. URL <http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=2789864&tool=pmcentrez&rendertype=abstract>.
- [327] Dinna G. Ramlan, Steven J. May, Jian-Guo Zheng, Jonathan E. Allen, Bruce W. Wessels, and Lincoln J. Lauhon. Ferromagnetic Self-Assembled Quantum Dots on Semiconductor Nanowires. *Nano Lett.*, 6:50, 2006.
- [328] Xin Yan, Xia Zhang, Junshuai Li, Jiangong Cui, Qi Wang, Yongqing Huang, and Xiaomin Ren. Growth of InAs quantum dots on Si-based GaAs nanowires by controlling the surface adatom diffusion. *Journal of Crystal Growth*, 384:82–87, 2013. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022024813006155>.
- [329] Xin Yan, Xia Zhang, Xiaomin Ren, Hui Huang, Jingwei Guo, Xin Guo, Minjia Liu, Qi Wang, Shiwei Cai, and Yongqing Huang. Growth of InAs quantum dots on GaAs nanowires by metal organic chemical vapor deposition. *Nano letters*, 11(9):3941–3945, September 2011. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl202190n. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/21848312>.
- [330] Tomas Bryllert, Lars-Erik E Wernersson, Truls Löwgren, and Lars Samuelson. Vertical wrap-gated nanowire transistors. *Nanotechnology*, 17(11):S227–S230, June 2006. ISSN 0957-4484. doi: 10.1088/0957-4484/17/11/S01. URL <http://stacks.iop.org/0957-4484/17/i=11/a=S01?key=crossref.0a196f71ec0953a2a8925ab5ae10a9e8>.
- [331] Sepideh Gorji Ghalamestani, Sofia Johansson, B Mattias Borg, Erik Lind, Kimberly a Dick, and Lars-Erik Wernersson. Uniform and position-controlled InAs nanowires on 2SSi substrates for transistor applications. *Nanotechnology*, 23(1):015302, January 2012. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/23/1/015302. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/22155896>.
- [332] Sofia Johansson, Mikael Egard, Sepideh Gorji Ghalamestani, B. Mattias Borg, Martin Berg, Lars-Erik Wernersson, and Erik Lind. RF Characterization of Vertical InAs Nanowire Wrap-Gate Transistors Integrated on Si Substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 59(10):2733–2738, October 2011. ISSN 0018-9480. doi: 10.1109/TMTT.2011.2163076. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=6015503>.
- [333] T Bryllert, L.-E. Wernersson, L.E. Froberg, and Lars Samuelson. Vertical high-mobility wrap-gated InAs nanowire transistor. *IEEE Electron Device Letters*, 27(5):

- 323–325, May 2006. ISSN 0741-3106. doi: 10.1109/LED.2006.873371. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1626445>.
- [334] Carl Rehnstedt, Thomas M. Rensson, Claes Thelander, Lars Samuelson, and Lars-Erik Wernersson. Vertical InAs nanowire wrap gate transistors on Si substrates. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 55(11):3037–3041, 2008. URL [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs\\_all.jsp?arnumber=4668578](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=4668578).
- [335] Katsuhiko Tomioka and Takashi Fukui. Recent progress in integration of III–V nanowire transistors on Si substrate by selective-area growth. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47(39):394001, October 2014. ISSN 0022-3727. doi: 10.1088/0022-3727/47/39/394001. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/47/i=39/a=394001?key=crossref.d00be0c638d28a2ca411c9fa79a46fb5>.
- [336] Katsuhiko Tomioka, Yasunori Kobayashi, Junichi Motohisa, Shinjiro Hara, and Takashi Fukui. Selective-area growth of vertically aligned GaAs and GaAs/Al-GaAs core-shell nanowires on Si(111) substrate. *Nanotechnology*, 20(14):145302, April 2009. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/20/14/145302. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19420521>.
- [337] F Haas, K Sladek, a Winden, M von der Ahe, Thomas E. Weirich, Torsten Rieger, Hans Lüth, D Grützmacher, Th Schäpers, and H Hardtdegen. Nanoimprint and selective-area MOVPE for growth of GaAs/InAs core/shell nanowires. *Nanotechnology*, 24(8):085603, March 2013. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/24/8/085603. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/23385879>.
- [338] Yuta Kobayashi, Yoshinori Kohashi, Shinjiro Hara, and Junichi Motohisa. Selective-Area Growth of InAs Nanowires with Metal/Dielectric Composite Mask and Their Application to Vertical Surrounding-Gate Field-Effect Transistors. *Applied Physics Express*, 6(4):045001, March 2013. ISSN 1882-0778. doi: 10.7567/APEX.6.045001. URL <http://apex.jsap.jp/link?APEX/6/045001/>.
- [339] Katsuhiko Tomioka, Keitaro Ikejiri, Junichi Motohisa, Shinjiro Hara, Kenji Hiruma, and Takashi Fukui. Selective-area growth of III–V nanowires and their applications. *Journal of Materials Research*, 26(17):2127–2141, 2011.
- [340] D. Rudolph, L. Schweickert, S. Morkötter, B. Loitsch, S. Hertenberger, J. Becker, M. Bichler, G. Abstreiter, J. J. Finley, and G. Koblmüller. Effect of interwire separation on growth kinetics and properties of site-selective GaAs nanowires. *Applied Physics Letters*, 105(3):033111, July 2014. ISSN 0003-6951. doi: 10.1063/1.4891427. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/105/3/10.1063/1.4891427>.
- [341] Abdul Mazid Munshi, Dasa L Dheeraj, Vidar Tonaas Fauske, Dong-Chul Kim, Junghwan Huh, Johannes F Reinertsen, Lyubomir Ahtapodov, Kidong Lee, Babak Heidari, Antonius van Helvoort, Bjørn-Ove Fimland, and Helge Weman. Position Controlled Uniform GaAs Nanowires on Silicon using Nanoimprint Lithography. *Nano letters*, 14(2):960–966, January 2014. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl404376m. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24467394>.
- [342] Ray R. LaPierre, a. C. E. Chia, S. J. Gibson, C. M. Haapamaki, J. Boulanger, R. Yee, P. Kuyanov, J. Zhang, N. Tajik, N. Jewell, and K. M. a. Rahman. III–V nanowire

- photovoltaics: Review of design for high efficiency. *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, 7(10), April 2013. ISSN 18626254. doi: 10.1002/pssr.201307109. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/pssr.201307109>.
- [343] Sandra J Gibson, Jonathan P Boulanger, and Ray R. LaPierre. Opportunities and pitfalls in patterned self-catalyzed GaAs nanowire growth on silicon. *Semiconductor Science and Technology*, 28(10):105025, October 2013. ISSN 0268-1242. URL <http://iopscience.iop.org/0268-1242/28/10/105025/article/>.
- [344] Sandra Gibson and Ray R. LaPierre. Study of radial growth in patterned self-catalyzed GaAs nanowire arrays by gas source molecular beam epitaxy. *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, 5(10), May 2013. ISSN 18626254. doi: 10.1002/pssr.201307142. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/pssr.201307142>.
- [345] M Heiss, E Russo-Averchi, a Dalmau-Mallorquí, G Tütüncüoğlu, F Matteini, D Rüffer, Sònia Conesa-Boj, O Demichel, E Alarcon-Lladó, and Anna Fontcuberta i Morral. III–V nanowire arrays: growth and light interaction. *Nanotechnology*, 25(1):014015, January 2014. ISSN 0957-4484. doi: 10.1088/0957-4484/25/1/014015. URL <http://stacks.iop.org/0957-4484/25/i=1/a=014015?key=crossref.8b60fde8809ea6b6ac6bcdaba96d868b>.
- [346] S. Hertenberger, Daniel Rudolph, M. Bichler, J. J. Finley, Gerhard Abstreiter, and G. Koblmüller. Growth kinetics in position-controlled and catalyst-free InAs nanowire arrays on Si(111) grown by selective area molecular beam epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 108(11):114316, 2010. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.3525610. URL <http://link.aip.org/link/JAPIAU/v108/i11/p114316/s1&Agg=doi>.
- [347] Benedikt Bauer, Andreas Rudolph, Marcello Soda, Anna Fontcuberta i Morral, Josef Zweck, Dieter Schuh, and Elisabeth Reiger. Position controlled self-catalyzed growth of GaAs nanowires by molecular beam epitaxy. *Nanotechnology*, 21(43):435601, October 2010. ISSN 1361-6528. doi: 10.1088/0957-4484/21/43/435601. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20876983>.
- [348] S. Hertenberger, S. Funk, K. Vizbaras, A. Yadav, Daniel Rudolph, J. Becker, S. Bolte, M. Döblinger, M. Bichler, G. Scarpa, P. Lugli, I. Zardo, J. J. Finley, M.-C. Amann, G. Abstreiter, and G. Koblmüller. High compositional homogeneity in In-rich InGaAs nanowire arrays on nanoimprinted SiO<sub>2</sub>/Si (111). *Applied Physics Letters*, 101(4):043116, 2012. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4738769. URL <http://link.aip.org/link/APPLAB/v101/i4/p043116/s1&Agg=doi>.
- [349] Karen L Kavanagh. Misfit dislocations in nanowire heterostructures. *Semiconductor Science and Technology*, 25(2):024006, February 2010. ISSN 0268-1242. doi: 10.1088/0268-1242/25/2/024006. URL <http://stacks.iop.org/0268-1242/25/i=2/a=024006?key=crossref.a50613287f20ec3bf0087d3c507bb318>.
- [350] Ritesh Agarwal. Heterointerfaces in semiconductor nanowires. *Small*, 4(11):1872–93, November 2008. ISSN 1613-6829. doi: 10.1002/smll.200800556. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/18932190>.
- [351] Katsuhiko Tomioka, Junichi Motohisa, Shinjiro Hara, Kenji Hiruma, and Takashi Fukui. GaAs/AlGaAs core multishell nanowire-based light-emitting diodes on Si.

- Nano Lett.*, 10(5):1639, May 2010. ISSN 1530-6992. doi: 10.1021/nl9041774. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20377199>.
- [352] C Patrik T Svensson, Thomas Mårtensson, Johanna Trägårdh, Christina Larsson, Michael Rask, Dan Hessman, Lars Samuelson, and Jonas Ohlsson. Monolithic GaAs/InGaP nanowire light emitting diodes on silicon. *Nanotechnology*, 19(30):305201, July 2008. ISSN 0957-4484. doi: 10.1088/0957-4484/19/30/305201. URL <http://stacks.iop.org/0957-4484/19/i=30/a=305201?key=crossref.89263384e91f60dc3efed437daa9da8ch><http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/21828755>.
- [353] Bin Hua, Junichi Motohisa, Yasunori Kobayashi, Shinjiro Hara, and Takashi Fukui. Single GaAs/GaAsP coaxial core-shell nanowire lasers. *Nano Lett.*, 9(1):112, January 2009. ISSN 1530-6984. doi: 10.1021/nl802636b. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19072060>.
- [354] Fang Qian, Yat Li, Silvija Gradečak, Deli Wang, Carl J. Barrelet, and Charles M. Lieber. Gallium Nitride-Based Nanowire Radial Heterostructures for Nanophotonics. *Nano Lett.*, 4(10):1975, October 2004. ISSN 1530-6984. doi: 10.1021/nl0487774. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nl0487774>.
- [355] Fang Qian, Silvija Gradečak, Yat Li, Cheng-Yen Wen, and Charles M. Lieber. Core/multishell nanowire heterostructures as multicolor, high-efficiency light-emitting diodes. *Nano Lett.*, 5(11):2287, November 2005. ISSN 1530-6984. doi: 10.1021/nl051689e. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/16277469>.
- [356] Akihiko Kikuchi, Mizue Kawai, Makoto Tada, and Katsumi Kishino. InGaP/GaN Multiple Quantum Disk Nanocolumn Light-Emitting Diodes Grown on (111) Si Substrate. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 43(No. 12A):L1524, November 2004. ISSN 0021-4922. doi: 10.1143/JJAP.43.L1524. URL <http://jjap.ipap.jp/link?JJAP/43/L1524/>.
- [357] Erik C. Garnett, Mark L. Brongersma, Yi Cui, and Michael D. McGehee. Nanowire Solar Cells. *Annual Review of Materials Research*, 41(1):269–295, August 2011. ISSN 1531-7331. doi: 10.1146/annurev-matsci-062910-100434. URL <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev-matsci-062910-100434>.
- [358] Mariano a Zimmler, Federico Capasso, Sven Müller, and Carsten Ronning. Optically pumped nanowire lasers: invited review. *Semiconductor Science and Technology*, 25(2):024001, February 2010. ISSN 0268-1242. doi: 10.1088/0268-1242/25/2/024001. URL <http://stacks.iop.org/0268-1242/25/i=2/a=024001?key=crossref.19fed2250a6e91e6a00155a2b2f5eabe>.
- [359] Yanli Wang, Tianyu Wang, Peimei Da, Ming Xu, Hao Wu, and Gengfeng Zheng. Silicon Nanowires for Biosensing, Energy Storage, and Conversion. *Advanced Materials*, Review:1–9, July 2013. ISSN 1521-4095. doi: 10.1002/adma.201301943. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/23828226>.
- [360] Xi Liu, Yun-ze Long, Lei Liao, Xiangfeng Duan, and Zhiyong Fan. Large-Scale Integration of Semiconductor Nanowires for High-Performance Flexible Electronics. *ACS nano*, 6(3):1888–1900, 2012.
- [361] Z L Wang. The new field of nanopiezotronics. *Materials Today*, 10(5):20, 2007. doi: 10.1016/s1369-7021(07)70076-7.



- [362] X Duan. Assembled Semiconductor Nanowire Thin Films for High-Performance Flexible Macroelectronics. *MRS Bulletin*, 32(2):134, February 2007. doi: 10.1557/mrs2007.46.
- [363] F Patolsky, B Timko, G Zheng, and Charles M. Lieber. Nanowire-Based Nanoelectronic Devices in the Life Sciences. *MRS Bulletin*, 32(2):142, February 2007. doi: 10.1557/mrs2007.47.
- [364] Hannah J. Joyce, Q. Gao, H. Hoe Tan, Chennupati Jagadish, Yong Kim, Jin Zou, Leigh M. Smith, Howard E. Jackson, Jan M. Yarrison-Rice, Patrick Parkinson, and Michael B. Johnston. III-V semiconductor nanowires for optoelectronic device applications. *Progress in Quantum Electronics*, 35(2-3):23–75, March 2011. ISSN 00796727. doi: 10.1016/j.pquantelec.2011.03.002. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0079672711000036>.
- [365] Claes Thelander, Prabhat Agarwal, S. Brongersma, Joël Eymery, Lou-Fé Feiner, Alfred Forchel, M. Scheffler, W. Riess, B.J. Ohlsson, U. Gösele, and Lars Samuelson. Nanowire-based one-dimensional electronics. *Materials Today*, 9(10):28–35, October 2006. ISSN 13697021. doi: 10.1016/S1369-7021(06)71651-0. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1369702106716510>.
- [366] Hadas Shtrikman, Ronit Popovitz-Biro, Andrey V Kretinin, and Perla Kacman. GaAs and InAs Nanowires for Ballistic Transport. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(4):922–934, July 2011. ISSN 1077-260X. doi: 10.1109/JSTQE.2010.2053920. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5546888>.
- [367] S. J. Pearton, C. Y. Chang, B. H. Chu, Chien-Fong Lo, Fan Ren, Wenchao Chen, and Jing Guo. ZnO, GaN, and InN Functionalized Nanowires for Sensing and Photonics Applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(4):1092–1101, July 2011. ISSN 1077-260X. doi: 10.1109/JSTQE.2010.2048420. URL [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs\\_all.jsp?arnumber=5482207http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5482207](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=5482207http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5482207).
- [368] Ruoxue Yan, Daniel Gargas, and Peidong Yang. Nanowire photonics. *Nat. Photonics*, 3(10):569, October 2009. ISSN 1749-4885. doi: 10.1038/nphoton.2009.184. URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nphoton.2009.184>.
- [369] Logeeswaran VJ, Jinyong Oh, Avinash P Nayak, Aaron M Katzenmeyer, Kristin H Gilchrist, Sonia Grego, Nobuhiko P Kobayashi, Shih-yuan Wang, A. A. Talin, Nibir K Dhar, and M Saif Islam. A Perspective on Nanowire Photodetectors: Current Status, Future Challenges, and Opportunities. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(4):1002–1032, July 2011. ISSN 1077-260X. doi: 10.1109/JSTQE.2010.2093508. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5685657>.
- [370] Wei Lu and Charles M. Lieber. Nanoelectronics from the bottom up. *Nature materials*, 6(11):841–50, November 2007. ISSN 1476-1122. doi: 10.1038/nmat2028. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17972939>.
- [371] Z. Wang, H. Lim, H. Liu, S. Ng, M. Kuok, L. Tay, D. Lockwood, M. Cottam, K. Hobbs, P. Larson, J. Keay, G. Lian, and M. Johnson. Spin Waves in Nickel

- Nanorings of Large Aspect Ratio. *Phys. Rev. Lett.*, 94(13):137208, April 2005. ISSN 0031-9007. doi: 10.1103/PhysRevLett.94.137208. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.137208>.
- [372] M. Daub, M. Knez, U. Goesele, and K. Nielsch. Ferromagnetic nanotubes by atomic layer deposition in anodic alumina membranes. *J. Appl. Phys.*, 101(9):09J111, 2007. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.2712057. URL <http://link.aip.org/link/JAPIAU/v101/i9/p09J111/s1&Agg=doi>.
- [373] Jehyun Lee, Dieter Suess, Thomas Schrefl, Kyu Hwan Oh, and Josef Fidler. Magnetic characteristics of ferromagnetic nanotube. *J. Magn. Magn. Mater.*, 310(2): 2445, March 2007. ISSN 03048853. doi: 10.1016/j.jmmm.2006.10.1137. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885306021299>.
- [374] Olav Hellwig, Andreas Berger, Jeffrey B. Kortright, and Eric E. Fullerton. Domain structure and magnetization reversal of antiferromagnetically coupled perpendicular anisotropy films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 319(1-2): 13–55, December 2007. ISSN 03048853. doi: 10.1016/j.jmmm.2007.04.035. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S030488530700649X>.
- [375] a. Martins, F. Pelegrini, M.M. Soares, and F. Garcia. Magnetic anisotropy of Co/Pt/FeMn multilayers grown on polystyrene nanospheres. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 327:44–48, February 2013. ISSN 03048853. doi: 10.1016/j.jmmm.2012.09.022. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885312007639>.
- [376] F Greidanus and WB Zeper. Magneto-optical recording in Co/Pt multilayers. *Japanese journal of ...*, 28(S3):37–44, 1989. URL <http://iopscience.iop.org/1347-4065/28/S3/37>.
- [377] JN Chapman, J Rose, IS Weir, IS Molchanov, and DM Titterington. The Direct Observation of Magnetisation Reversal in Films of Interest for High Density Information Storage. *J. Magn. Soc. Jpn.*, 22(S2):15–20, 1998. URL [http://jlc.jst.go.jp/JST.JSTAGE/jmsjmag/22.S2\\_15?from=Google](http://jlc.jst.go.jp/JST.JSTAGE/jmsjmag/22.S2_15?from=Google).
- [378] IS Weir and JN Chapman. Observation and modelling of magnetization reversal in multilayers supporting perpendicular magnetization. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 32:395–403, 1999. URL <http://iopscience.iop.org/0022-3727/32/4/007>.
- [379] T Thomson, K. O’Grady, and G. Bayreuther. Magnetization reversal mechanisms and time-dependent processes in thin Tb/Fe multilayer films. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 30:1577–1587, 1997. URL <http://iopscience.iop.org/0022-3727/30/11/006>.
- [380] Y. Sonobe, H. Muraoka, K. Miura, Y. Nakamura, K. Takano, H. Do, a. Moser, B. K. Yen, Y. Ikeda, and N. Supper. Coupled granular/continuous perpendicular recording media with soft magnetic underlayer. *Journal of Applied Physics*, 91(10): 8055, 2002. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1452272. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/91/10/10.1063/1.1452272>.

- [381] Y Sonobe, K.K. Tham, L Wu, T Umezawa, C Takasu, J.A.H. Dumaya, T Onoue, P Leo, and M Liau. CGC Perpendicular Recording Media With CoCrPt-SiO<sub>2</sub> Alloy as Granular Layer. *IEEE Transactions on Magnetics*, 42(10):2351–2353, October 2006. ISSN 0018-9464. doi: 10.1109/TMAG.2006.879431. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1704296>.
- [382] G. Choe, M. Zheng, B.R. Acharya, E.N. Abarra, and J.N. Zhou. Perpendicular recording CoPtCrO composite media with performance enhancement capping layer. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10):3172–3174, October 2005. ISSN 0018-9464. doi: 10.1109/TMAG.2005.855283. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1519244>.
- [383] K Bennemann. Magnetic nanostructures. *J. Phys.: Condens. Matter*, 22(24):243201, June 2010. ISSN 1361-648X. doi: 10.1088/0953-8984/22/24/243201. URL <http://stacks.iop.org/0953-8984/22/i=24/a=243201>.
- [384] Jean-Yves Bigot and Mircea Vomir. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. *Annalen der Physik*, 525(1-2):2–30, February 2013. ISSN 00033804. doi: 10.1002/andp.201200199. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/andp.201200199>.
- [385] K. Nielsch, F. J. Castan?o, C. a. Ross, and R. Krishnan. Magnetic properties of template-synthesized cobalt/polymer composite nanotubes. *Journal of Applied Physics*, 98(3):034318, 2005. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.2005384. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/98/3/10.1063/1.2005384>.
- [386] Yixing Ye and Baoyou Geng. Magnetic Nanotubes: Synthesis, Properties, and Applications. *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, 37(2):75–93, April 2012. ISSN 1040-8436. doi: 10.1080/10408436.2011.613491. URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/10408436.2011.613491>.
- [387] D. J. Sellmyer, M. Zheng, and R. Skomski. Magnetism of Fe , Co and Ni nanowires in self-assembled arrays. *J. Phys.: Condens. Matter*, 13:R433–R460, 2001.
- [388] Renlong Ji, Chuanbao Cao, Zhuo Chen, and Ruimin Yao. Synthesis of crystalline CoFe nanowire arrays through high voltage pulsed electrochemical deposition. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 363:95–102, August 2014. ISSN 03048853. doi: 10.1016/j.jmmm.2014.03.054. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885314002832>.
- [389] Y. Xu, D.S. Xue, D.Q. Gao, J.L. Fu, X.L. Fan, D.W. Guo, B. Gao, and W.B. Sui. Ordered CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> nanowire arrays with preferred crystal orientation and magnetic anisotropy. *Electrochimica Acta*, 54(24):5684–5687, October 2009. ISSN 00134686. doi: 10.1016/j.electacta.2009.05.012. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0013468609006513>.
- [390] S. Ambrosini, M. Fanetti, V. Grillo, A. Franciosi, and S. Rubini. Vapor-liquid-solid and vapor-solid growth of self-catalyzed GaAs nanowires. *AIP Advances*, 1(4):042142, 2011. ISSN 21583226. doi: 10.1063/1.3664133. URL <http://link.aip.org/link/AAIDBI/v1/i4/p042142/s1&Agg=doi>.

- [391] Anna Fontcuberta I Morral. Gold-Free GaAs Nanowire Synthesis and Optical Properties. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(4):819–828, July 2011. ISSN 1077-260X. doi: 10.1109/JSTQE.2010.2091259. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5696729>.
- [392] S. Députier, R. Guérin, B. Lépine, A. Guivarc’h, and G. Jézéquel. The ternary compound  $\text{Fe}_3\text{Ga}_{2-x}\text{As}_x$ : a promising candidate for epitaxial and thermodynamically stable contacts on GaAs. *Journal of Alloys and Compounds*, 262-263(97):416–422, 1997. ISSN 09258388. doi: 10.1016/S0925-8388(97)00346-0.
- [393] J. Herfort, P.K. Muduli, K.-J. Friedland, H.-P. Schönherr, and K.H. Ploog. Magnetic anisotropy in Heusler alloy  $\text{Fe}_3\text{Si}$  films on GaAs(113)A. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 310(2):2228–2230, March 2007. ISSN 03048853. doi: 10.1016/j.jmmm.2006.10.813. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S030488530602052X>.



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit wäre ohne die Unterstützung in vielfältigster Weise, die ich von verschiedensten Seiten erfuhr, nicht möglich gewesen. Fachlich fand ich mich am Paul-Drude-Institut (PDI) eingebettet in eine einzigartige und fruchtbare Schaffensatmosphäre. Von der unkomplizierten Kooperation zwischen den Abteilungen des PDI profitierten sowohl meine Arbeit als auch ich persönlich enorm. Mein Dank geht deshalb über die in der Folge genannten, wichtigsten Personen hinaus an alle Kollegen und Freunde des PDI.

Mein besonderer Dank geht an erster Stelle an Prof. Dr. Henning Riechert. Er gab mir den wissenschaftlichen Freiraum und die finanzielle Unterstützung, das Projekt der Ferromagnet-Halbleiter-Nanodrahtstrukturen, welches sich bereits während meiner Diplomarbeit entwickelte, innerhalb einer Promotion weiter zu verfolgen. Darüber hinaus unterstützte er mich durch wertvolle Diskussionen und Anmerkungen. Nicht zuletzt förderte er meinen wissenschaftlichen Werdegang erfolgreich durch das Ermöglichen von Konferenzteilnahmen und Qualifizierungsprogrammen sowie durch die Fürsprache und Beurteilung für Stipendien. Darüber hinaus danke ich Prof. Dr. Saskia Fischer und Prof. Dr. Hans Lüth, die sich als Gutachter meiner Dissertationsschrift bereit erklärten.

Mein besonderer Dank geht weiterhin an Dr. Lutz Geelhaar und Dr. Jens Herfort, die mir als direkte Ansprechpartner und Tutoren in vielen Belangen zur Seite standen. Darüber hinaus verdanke ich ihnen die Möglichkeit, meine Arbeitszeiten sehr flexibel zu handhaben. Ohne diese Flexibilität wäre meine Arbeit zum heutigen Zeitpunkt noch nicht fertiggestellt.

Ganz herzlich danke ich zudem Dr. Claudio Somaschini und Dr. Emmanouil Dimakis für die chemisch präparierten Si-Substrate während der Zeit, als mir selbst Arbeiten im Chemielabor verboten waren. Gemeinsam mit Dr. Steffen Breuer waren sie meine erste Anlaufstelle bei Problemen und dem zwanglosen Austausch über das Wachstum der GaAs-Nanodrähte.

Weiterhin danke ich Prof. Dr. Peter Schaaf von der TU Ilmenau für die Durchführung, Bereitstellung und geduldige Erklärung der Mössbauer-Messungen meiner Proben. Für die TEM-Untersuchungen meiner Säulen und die wertvollen Hinweise zur TEM als auch zur XRD danke ich Dr. Bernd Jenichen und Dr. Achim Trampert. Dr. Uwe Jahn danke ich für die Durchführung und Diskussion der EDX-Messungen an meinen Nanostrukturen und Dr. Steve Erwin vom Naval Research Laboratory, Vereinigte Staaten von Amerika danke ich für die schnellen Rechnungen nach der Dichtefunktionaltheorie sowie die unkomplizierte, jedoch tiefgehende pädagogische Aufarbeitung der Ergebnisse. Weiterhin danke ich Dr. Klaus Biermann, Dr. Frank Große und Dr. Michael Hanke für so manchen Tipp zum epitaktischen Wachstum des GaAs sowie zu theoretischen Betrachtungen physikalischer Zusammenhänge. Prof. Dr. Hans Lüth danke ich für seine Bemühungen, meine Arbeit durch weitere Charakterisierungen innerhalb einer Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Jülich auszubauen. In diesem Zusammenhang möchte ich mich auch bei Dr. Daniel Bürgler vom Forschungszentrum Jülich für sein Interesse an meiner Arbeit und die probeweise durchgeführten Messungen bedanken. Den

Mitgliedern der *Ferromagnet-Semiconductor-Hybrid-Structures*-Gruppe Dr. Manfred Ramsteiner, Pawel Bruski, Dr. Rouin Farshchi, Yori Manzke, Thomas Hentschel, Dr. Minh Tuan Dau und Jochen Kalt danke ich für zahlreiche wertvolle Gespräche sowie ihre aktive Hilfe beim Auf- und Umbau bzw. der Wartung von Laborinstrumenten. Schließlich danke ich meinem sehr interessierten und motivierten Studenten Mirko Heckert, dessen Betreuung mir aufgrund seiner freundlichen Art und seines hohen Leistungsniveaus eine große Freude und Wissenszugewinn war. All meinen zahlreichen kurz- oder längerfristigen Bürokollegen danke ich darüber hinaus für die unkomplizierte, angenehme und kreative Büroatmosphäre und ich danke allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der *Nanowires*-Gruppe für den breiten Erfahrungsaustausch sowohl über Arbeits- als auch über sonstige Angelegenheiten.

Ein besonderes Dankeschön schulde ich den Technikern Claudia Herrmann, Hans-Peter Schönherr und Michael Höricke, die für Fragen und Probleme rund um die MBE zur Verfügung standen. Anne-Kathrin Bluhm danke ich für das Anfertigen unzähliger REM-Aufnahmen von herausragender Qualität sowie die Einführung in die REM. Weiterhin danke ich Angela Riedel, die das Bonden meiner kontaktierten Nanosäulen übernahm, dem Team der Lithographie, welches meine Säulen wunschgemäß schnell und kompetent mit Kontakten versah, und Ilka Schuster, die mich in Belangen der Gestaltung und des Druckes von Postern, Probenübersichten und anderen Bilddokumenten beriet. Dagmar Dormeyer und Sylvia Räther danke ich schließlich ganz herzlich für die schnelle und freundliche Bereitstellung bzw. Anfertigung von ungezählten Büchern, Artikeln und Abschriften.

Ganz herzlich danke ich Dr. Caroline Chèze, Judith Lehnert und Dr. Marlene Zander, die mir meine Studienzeit mit ihren für mich sehr wertvollen Freundschaften bereicherten. Der Organisation Frauen in den Naturwissenschaften Campus Adlershof und hier insbesondere Carmen Kurbjuhn sowie meiner Mentorin Prof. Dr. Susanne Siebentritt danke ich für unvergessliche, aufschlussreiche Seminare, Gespräche, Auskünfte und Bekanntschaften. Weiterhin danke ich der Christiane-Nüsslein-Volhard-Stiftung für die finanzielle Unterstützung während meiner Promotionszeit. Zudem verdanke ich der Förderung durch diese Stiftung liebgewonnene, interdisziplinäre Bekanntschaften sowie einen enormen Motivationsschub zu meiner Arbeit. Der Humboldt-Universität danke ich für die Aufnahme in das Caroline von Humboldt-Stipendiatinnenprogramm, welches mir die Möglichkeit gibt, meine Dissertation und die damit verbundene Forschungsarbeit in einem gesicherten Rahmen abzuschließen. Dem Forschungsverbund Berlin und der Leibniz-Gemeinschaft danke ich schlussendlich für weiterbildende Seminare und die interdisziplinäre Vernetzung von Promotionsstudenten.

Neben all den bisher genannten Personen und Organisationen danke ich in erster Linie und von ganzem Herzen meiner Familie und meinen Freunden. Ohne die nicht in Worten zu fassende Anerkennung, Unterstützung, Förderung und Motivation, die mir von dieser Seite aus zu Teil wurde, hätte diese Arbeit nicht entstehen können. Darüber hinaus danke ich besonders Simone Rehberg, Martina Landgraf und Heike Nieland für die liebevolle und zuverlässige Art, wie sie ihren Beruf ausüben und mir dadurch etwas mehr Leichtigkeit im Arbeitsalltag verschaffen. Abschließend sei der immerwährenden, ungreifbaren Frage: „*Was macht die Wissenschaft?*“ von Prof. Christfried Göckeritz mit dieser Arbeit eine Antwort gegeben.